PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 16. — 15. Mai 1903. Redaktionsschluss für No. 17 am 20. Mai 1903. — 4. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Parma.

No. 8: P. Cardani, Direkte Bestimmung der Poissonschen Beziehung in Drähten. S. 449.

K. Schreber, Wieviel von der Verbrennungswärme von Brennstoffen lässt sich in mechanische Arbeit umsetzen? S. 451.

A. Schmidt, Konsequenzen des Lambertschen Strahlungsgesetzes. S. 453.

Frau Curie, Über das Atomgewicht des Radiums. S. 456.

J. Elster u. H. Geitel, Über die Ionisierung der Luft bei der langsamen Oxydation des Phosphors. S. 457.

H. Frh. Rausch von Traubenberg, Über die elektrische Zerstreuung am Vesuv. S. 460.

J. Härdén, Über die Analyse der Entladungen eines Kondensators in Verbindung mit einer Hochfrequenzspule. S. 461.

K. von Wesendonk, Über Spitzenausströmungen infolge von Teslaentladungen. S. 465.

R. von Lieben, Zur Polarisation der Röntgenstrahlung. S. 469.

Personalien. S. 472.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Parma (Direktor P. Cardani).

No. 8[1]**: P. Cardani, Direkte Bestimmung der Poissonschen Beziehung in Drähten.**

Eine kurze Bemerkung gleichen Inhalts mit vorliegender Arbeit ist bereits im Bericht über die fünfte Zusammenkunft der Italienischen physikalischen Gesellschaft in dieser Zeitschrift[2]) veröffentlicht worden. Abgesehen davon, dass die damals von mir veröffentlichten Resultate noch keine endgültigen waren, weil verschiedenartige Fehlerquellen ausgeschaltet und einige Elastizitätserscheinungen, welche mit der Dehnung verbunden sind, klargestellt werden mussten, so scheint es mir auch wegen des Interesses, das der Gegenstand beansprucht, richtig, meine abschliessenden Resultate vorzulegen.

Die direkte Bestimmung des Poissonschen Verhältnisses σ in Drähten bei ausreichend kleinen Längenänderungen wird durch die Formel gegeben:

$$\sigma = {}^1/_2 \left\{ 1 - \frac{w}{\lambda \pi R^2} \right\}.$$

w bedeutet die Volumänderung, welche der Draht mit dem Radius R bei der Längsdilatation λ erleidet. Während nun die Messung von λ keinerlei Schwierigkeit bietet, finden sich deren viel ernstlichere bei der Messung von w, weil die Volumänderungen meist nur sehr klein sind. Die direkten Methoden zur Bestimmung von σ haben stets zweifelhafte Resultate ergeben, von der klassischen Methode von Cagniard-Latour bis zu den neuesten von Littmann, Götz und Kurz; man hat darum die Grösse von σ auf indirekte Weise zu ermitteln gesucht; aber trotzdem sind die von verschiedenen Forschern erlangten Resultate so voneinander abweichend, dass die Vermutung nahe liegt, die Grösse von σ sei nicht nur bei allen homogenen Substanzen nicht die gleiche, sondern sogar bei verschiedenen Proben von ein und derselben Substanz sei sie verschieden gross.

Bei vorliegenden Untersuchungen habe ich die direkte klassische Bestimmungsmethode von σ für Drähte wieder aufgenommen, schaltete jedoch Fehlerquellen, welche die Resultate beeinflussen, aus. Zu diesem Zwecke suchte ich:

1. sehr lange Drähte anzuwenden, sodass ich eine ausreichende Grösse für w erzielte;

2. liess ich die Volumänderungen des Drahtes in einem hermetisch verschlossenen Gefäss von genau konstanter Kapazität vor sich gehen. Dieses Gefäss enthielt eine Flüssigkeit und kommunizierte mit einer graduierten, sorgfältig kalibrierten Kapillare, sodass man die Volumänderungen mit absoluter Genauigkeit an den Verschiebungen des Flüssigkeitsmeniskus in der Kapillare erkennen konnte.

Um diese Bedingungen zu erfüllen, stellte ich die Röhre, welche den Draht und die messende Flüssigkeit enthielt, in den inneren Hohlraum der grossen Wendeltreppe, welche in das dem Physikalischen Institut angegliederte Observatorium führt; so waren die Versuchsdrähte über 23 Meter lang.

Die Röhre, aus dickwandigem Eisen, bestand nur am untersten Ende aus Messing; damit nun während der Dehnung des Drahtes keine Veränderungen in der inneren Kapazität der Röhre entstünden, war das unterste Ende der Röhre mit starken stählernen Ankern an einen sehr kräftigen eisernen Träger befestigt, der in den Boden eingemauert war, das obere Ende war starr mit dem Fussboden des Observatoriums verbunden, in dem die Messungen stattfanden. Durch geeignete äussere Drucke in der Richtung der Achse der Röhre habe ich mich von der Konstanz der Kapazität überzeugt.

Durch den Grund der Röhre ging ein Kern

1) No. 7: Diese Zeitschrift **4**, 375, 1903.
2) **4**, 144, 1902.

von weichem Eisen hindurch, der den Anker eines ausserhalb befindlichen Elektromagneten bildete. Der Draht war oben an eine Schraube befestigt, konnte Bewegungen in Richtung der Röhrenachse ausführen und dadurch in Spannung versetzt werden, dass man die Mutter der Schraube, welche von einer Stütze im Innern der Röhre getragen wurde, in geeigneter Weise drehte. Am unteren Ende des Drahtes hing ein Bleicylinder, welcher ihn ausgestreckt hielt, und wieder unter diesem war ein kleiner Eisencylinder befestigt, der bei Erregung des Elektromagneten angezogen wurde, und dadurch dem Drahte eine genügende Spannung gab, bevor er wieder losgelassen wurde. War nun die Röhre mit Wasser gefüllt und der kleine Cylinder aus weichem Eisen in Kontakt mit dem Pole des Elektromagneten gebracht, was durch geeignete Drehungen der Schraubenmutter geschieht, so wird der Strom geschlossen, und der Draht durch eine rückläufige Bewegung der Mutter gespannt. Die Verlängerung λ des Drahtes wird durch Zählen der Drehungen der Schraubenmutter, deren Ganghöhe bekannt ist, gemessen.

Waren die Dinge derart vorbereitet, so wurde der obere Teil des Cylinders mit einer Glasglocke hermetisch verschlossen, und mittels zweier Röhren, von denen die eine im höchsten Punkte, die andere seitlich mündete und die beide mit Hähnen versehen sind, wird die Füllung der ganzen Röhre vervollständigt, wobei darauf zu achten ist, dass im Innern keine Luftblasen bleiben. Nun werden die Hähne geschlossen, und so wird, während der Draht gespannt ist, die innere Kapazität der ganzen Röhre abgeschlossen. Die Volumänderungen zeigen sich an durch die Verschiebungen der Flüssigkeit in der Kapillare, welche mit der Röhre durch ein *U*-förmiges Rohr verbunden ist; um grössere Schnelligkeit in den Angaben zu erhalten, wendete ich in der Kapillare als anzeigende Flüssigkeit Äther an.

Bei Unterbrechung des Stromes wurde die Spannung des Drahtes aufgehoben und dieser nahm wieder seine normale Länge an; die elastische Erscheinung war von einer Volumverringerung w des Drahtes begleitet, die in der Kapillare gemessen wird. Nach geschehener Messung wurde die Röhre wieder geöffnet und wieder von vorne angefangen.

Da jedoch, bei geschlossenen Hähnen, der den Draht aufnehmende Apparat ein riesiges Thermometer darstellte, dessen Anzeigen in der Kapillare beobachtet werden, bleibt der Meniskus des Äthers selbst für die wenigen Sekunden, die eine Messung dauert, nur selten fest; gewöhnlich musste ich also vor und nach der Messung den Gang des Meniskus verfolgen und geeignete Korrektionen für die Volumänderungen einsetzen, welche die Veränderungen der Temperatur in der Zeit der Messung des elastischen Phänomens bewirkten.

Schliesslich blieb noch der Einfluss auf die Stellung des Meniskus in der Kapillare zu bestimmen, welcher herrührt von der Volumveränderung des Drahtes infolge des thermischen Phänomens, welche das elastische begleitet in dem Augenblick, wo die Spannung aufhört.

Die Thomsonsche Formel giebt die Temperaturzunahme des Drahtes durch

$$\vartheta = \frac{Ta}{y c q} P.$$

T bedeutet die absolute Temperatur, a den linearen Ausdehnungskoeffizienten des Drahtes, y das mechanische Äquivalent der Wärme, c die spezifische Wärme des Körpers, q das Gewicht von einem Meter Draht, P die Spannung in kg per cm^2. Nach meinen Berechnungen für einige der dicksten von mir verwendeten Drähte fand ich, dass die durch das thermische Phänomen erzeugte Volumänderung des Drahtes gegenüber der durch das elastische Phänomen hervorgerufenen völlig unberücksichtigt bleiben darf; und ebenso kann man die Volumänderungen, welche die Flüssigkeit durch die ihr vom Drahte mitgeteilte Wärme erleidet, völlig ausser acht lassen.

Die Versuche haben in erster Stelle gezeigt, dass bei einer gegebenen Grösse von R man bei demselben Drahte stets dieselbe Grösse von w erhält, wenn man nur den Draht zwischen zwei Versuchen lange genug in Ruhe lässt, sodass er stets in die gleichen Elastizitätsbedingungen zurückkehrt. Bei Beobachtung dieser Vorsichtsmassregel fand ich beständig eine genaue Proportionalität in den Grössen von λ und w. In folgender Tabelle finden sich die Resultate für die verschiedenen von mir verwendeten Drähte bei einer gegebenen Grösse von λ; δ bezeichnet die Verschiebungen des Meniskus in der Kapillare in cm, deren mittlerer Durchschnitt in

Metall	R cm	λ cm	δ cm	W cm	σ
Kupfer	0,06[illegible]5	0,5	1,60	0,001409	0,377
	0,0500	0,7	1,60	0,001409	0,372
	0,0405	0,8	1,15	0,001013	0,377
	0,0298	1,4	1,10	0,000969	0,375
	0,0197	1,8	0,65	0,000573	0,370
Messing	0,0500	0,6	1,35	0,001189	0,374
	0,0410	1,0	1,50	0,001321	0,375
	0,0304	1,4	1,20	0,001057	0,370
	0,0215	1,8	0,75	0,000661	0,376
Aluminium	0,0500	0,9	2,20	0,001938	0,363
Eisen	0,0435	0,4	0,95	0,000837	0,325
	0,0370	0,7	1,20	0,001057	0,325
	0,0295	1,4	1,50	0,001321	0,327
	0,0190	1,8	0,85	0,000749	0,317
	0,0155	2,0	0,65	0,000573	0,311

dem Stück, wo die Versuche gemacht wurden, 0,000881 cm^2 betrug.

Die Übereinstimmung der Grössen von σ bei verschiedenen Drähten aus gleicher Substanz ist thatsächlich bemerkenswert; da man sie nun nicht als zufällig ansehen darf, so ist wohl der Schluss gestattet, dass die Poissonsche Beziehung eine bestimmte Grösse für jede Substanz besitzt; der Draht muss aber zwischen zwei Versuchen mehrere Stunden ruhen. Macht man schnell aufeinanderfolgende Messungen, so wird die Volumverminderung des Drahtes im Moment, wo die Spannung aufhört, immer kleiner; lässt man den Draht einige Zeit in Spannung, so beobachtet man sogar im Moment, wo die Spannung aufhört, eine Volumabnahme, der eine Volumvergrösserung folgt. Sämtliche Drähte haben dies merkwürdige Verhalten gezeigt; bei Eisendraht wurde das Phänomen besonders deutlich; bei Eisendraht von 0,037 cm Radius, der eine Stunde in Spannung erhalten war, sank bei einer Dehnung von 7 mm der Meniskus in der Kapillare sofort um 3 mm, stieg dann um ungefähr 18 mm, während bei Wiederholung nach einigen Stunden Ruhe stets eine Volumabnahme zu bemerken war, die dem Sinken des Meniskus um 12 mm entsprach.

Diese eigentümlichen Elastizitätserscheinungen, über die sich in den früheren experimentellen Arbeiten nur Andeutungen finden, können die Ursache der Verschiedenheit in den bisher erlangten Resultaten sein. Es scheint fast, als ob unter der Einwirkung einer verlängerten Zugspannung die Molekel des Drahtes eine grössere Freiheit der Anpassung im Sinne der Querkontraktion erwürben, die wieder verschwindet, wenn man den Draht ruhen lässt; sodass mit der Zeit die Volumänderung des Drahtes durch seitliche Zusammenziehung nicht nur die Volumveränderung durch Längsstreckung ausgleicht, sondern sogar übertrifft.

Die thermische Instabilität des enormen Thermometers, in welchem sich der Draht befand, gestattete mir nicht, das Vorhandensein dieser langsamen, einander folgenden Volumänderungen des Drahtes experimentell nachzuweisen, ich konnte nur die Endveränderungen beobachten. Um den elastischen Prozess in allen Stadien verfolgen zu können, wären Bedingungen analog denen des Bunsenschen Kalorimeters nötig; ich hoffe, nächsten Winter ein eingehenderes Studium der Erscheinung in Angriff zu nehmen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 24. März 1903.)

Wieviel von der Verbrennungswärme von Brennstoffen lässt sich in mechanische Arbeit umsetzen?

Von K. Schreber.

In seinen „Bemerkungen zu der Arbeit u. s. w."[1]) hat Herr Friedenthal in einer Anmerkung auf eine Arbeit von mir hingewiesen in einer Form, welche leicht zu Missverständnissen führen kann. Um diesen vorzubeugen, halte ich es für nötig zu bemerken, dass der von Herrn Fr. aus meiner Arbeit herangezogene Prozess das Integral von unendlich kleinen Carnotschen Prozessen ist, in denen jedesmal eine unendlich kleine Entropiemenge zwischen Temperaturen fällt, von denen zwar die unterste für die sämtlichen Differentialprozesse dieselbe, nämlich die Kondensatortemperatur ist, die andere aber sich mit der Temperatur der Heizgase ändert. Trotzdem natürlich zwischen einem solchen Integralprozess und einem einzelnen endlichen Carnotschen Prozess von vornherein gar keine Beziehung bestehen kann, welcher von beiden der grössere ist, habe ich es doch nicht unterlassen, in meiner Arbeit ausdrücklich hierauf hinzuweisen[2]), um falschen Auffassungen vorzubeugen, als ob durch irgend einen geschlossenen Prozess mehr Wärmeenergie in Arbeit verwandelt werden könnte, als der Carnotsche Satz zulässt.

Was die Maschine des Herrn Friedenthal anbetrifft, so hat derselbe sich das Auffinden der passenden Flüssigkeit, und anderen das Verständnis seiner Gedankenreihe erschwert, durch eine der Betriebsflüssigkeit auferlegte Bedingung, welche für seine Maschine nicht unbedingt nötig ist.

Es seien wie bei Herrn Friedenthal T_1 die atmosphärische, T_2 die höchste im Prozess vorkommende und T_3 irgend eine beliebige Temperatur, welche wir zuerst mit T_1 zusammen fallen lassen.

Wir denken uns eine Dampfmaschine betrieben mit einer idealen Flüssigkeit, wie ich sie in meiner Arbeit beschrieben habe[3]), arbeitend zwischen den Temperaturen T_2 und T_3. Diese Maschine muss dem Carnotschen Satze zufolge einen Teil der aufgenommenen Wärme als in Arbeit nicht verwandelbar abgeben. In allen Dampfmaschinen wird nun, wie ich das auch bei meiner idealen angenommen, die nicht in Arbeit verwandelbare Wärmeenergie dem Kühlwasser zugeführt und somit dem Prozess entzogen.

Herr Friedenthal führt sie wieder in den Prozess zurück, indem er sie dem Brennstoff mitteilt.

1) Diese Zeitschr. **4**, 425, 1903.
2) Schreber, Theorie der Mehrstoffdampfmaschinen, 1903, S. **29**.
3) l. c. S. 27.

Er bedarf dazu eines Brennstoffes, welcher diese Wärme aufnehmen kann, ohne dass seine Temperatur dadurch steigt, d. h. eines flüssigen Brennstoffes, dessen Siedepunkt unter Atmosphärendruck bei T_3 liegt, und dessen Verdampfungswärme genau so gross ist, dass die zur Aufrechterhaltung der Rosttemperatur nötige Menge Brennstoff durch die von der Dampfmaschine abgegebene Wärmemenge gerade verdampft wird.

Fällt, wie das zunächst vorausgesetzt werden sollte, T_3 mit T_1 der atmosphärischen Temperatur zusammen, so mischen sich diese Dämpfe des Brennstoffes mit der gleich warmen, zur Verbrennung nötigen Luft, das Gemisch verbrennt, und die entstehenden Heizgase kühlen sich von ihrer Rosttemperatur T_2 an dem, wie ich beschrieben, nach Art eines Vorwärmers ausgebildeten Kessel bis auf $T_3 = T_1$ ab. Sie geben also nicht nur den Heizwert des flüssigen Brennstoffes bei der Temperatur T_3, sondern auch die Verdampfungswärme desselben, d. h. die im Prozess der Dampfmaschine mit idealer Flüssigkeit nicht in Arbeit verwandelbare Wärme an diese Flüssigkeit ab.

Diese letzte Energiemenge kreist also fortwährend im Prozess wie die zum Betriebe der Speisepumpe einer gewöhnlichen Dampfmaschine nötige Energiemenge[1]), während der Prozess aufrecht erhalten wird durch die Verbrennungswärme des flüssigen Brennstoffes, die vollständig in Arbeit verwandelt wird.

Soll die Maschine abgestellt werden, so muss die von der Dampfmaschine mit idealer Flüssigkeit nicht verwandelbare Wärmeenergie an Kühlwasser abgegeben, also dem Prozess endgültig entzogen werden. Je länger man also den Prozess ohne Unterbrechung andauern lässt, um so geringer wird der Einfluss dieser an das Kühlwasser abgegebenen Wärmeenergiemenge auf die gesamte in Arbeit umgesetzte, umsomehr nähert man sich, wenn man den Heizwert des flüssigen Brennstoffes zu Grunde legt, dem Wirkungsgrad 1, ohne ihn jedoch jemals zu erreichen.

Ist die Temperatur T_3, bis zu welcher die ideale Flüssigkeit in der Dampfmaschine durch Expansion sich abkühlt, grösser als T_1, so muss auch jetzt der Siedepunkt des Brennstoffes mit T_3 zusammenfallen. Die Heizgase verlassen den nach Art eines Vorwärmers gebauten Kessel aber jetzt mit der Temperatur T_3 und es muss die Wärmeaufnahmefähigkeit des flüssigen Brennstoffes und der zum Verbrennen nötigen Luft zwischen T_1 und T_3 genau so gross sein wie die der Heizgase zwischen denselben Grenzen, damit durch den Wärmeaustausch die letzteren gerade bis T_1 abgekühlt, die ersteren bis T_3 erwärmt werden, ohne dass beim Wärmeübergang irgendwo ein nicht ausgenütztes endliches Temperaturgefälle eintritt.

Ist $T_3 < T_1$, so muss Brennstoff und Brennluft bis auf T_3 abgekühlt werden, ehe ersterer vermöge seiner Verdampfungswärme als Kühlflüssigkeit dienen und dann mit letzterer verbrennen kann. Das wird erreicht, indem die vom Kessel abziehenden Heizgase, welche sich ja auch bis T_3 abgekühlt haben, dem Brennstoff und der Luft Wärme entziehen. Dabei können wir 2 Fälle unterscheiden: Beide Wärmeaufnahmefähigkeiten sind einander vollständig gleich, dann findet überall, wie bei $T_3 > T_1$, der Wärmeübergang ohne Temperaturgefälle statt. Es könnte aber auch die Wärmeaufnahmefähigkeit der Heizgase grösser sein als die des Brennstoffes und der Brennluft, dann würden die ersteren, während sie die letzteren abkühlen, nicht bis auf die atmosphärische Temperatur erwärmt und kühlten somit fortwährend, solange der Betrieb dauert, die Umgebung ab. Dieses ist der Punkt, den Herr Fr. mehrfach in seiner Arbeit hervorhebt.

Ich habe in dieser Darstellung die zum Betriebe der Dampfmaschine dienende ideale Flüssigkeit stets vom Brennstoff getrennt gehalten. Selbstverständlich kann man aber auch, wie das Herr Fr. thut, die in der Dampfmaschine benutzte Flüssigkeit selbst als Brennstoff sich vorstellen und dann kann man natürlich auch die Kondensation der Flüssigkeit auf der einen und das Wiederverdampfen derselben auf der anderen Seite der Kondensatorheizfläche weglassen und unmittelbar den Brennstoff nach Beendigung der Expansion in der Dampfmaschine auf dem Roste verbrennen. Der Prozess als solcher wird dadurch nicht wesentlich geändert, wohl aber werden die Bedingungen, denen die Flüssigkeit zu genügen hat, noch viel verwickelter. Nicht nur, dass die Bedingungen, welche die ideale Flüssigkeit in der Dampfmaschine zu erfüllen hat, verquickt werden mit den eben entwickelten, welche der Brennstoff und die Brennluft zu erfüllen haben, um die nicht verwandelbare Wärmeenergie aufnehmen zu können, sondern dazu kommt noch, dass die durch die Dampfmaschine laufende Flüssigkeitsmenge gerade hinreichen muss, die Verbrennung zu unterhalten; eine Bedingung, welche noch dadurch kompliziert wird, dass je nach dem Verlauf der rechten Grenzkurve am Ende der Expansion entweder nasser Dampf, wie in Wasserdampfmaschinen, oder überhitzter Dampf wie in Äther- oder Anilindampfmaschinen vorliegen kann.

Es wird deshalb sowohl für die Ausführung wie auch für die theoretische Diskussion von Vorteil sein, beide Flüssigkeiten getrennt zu erhalten.

Wie man dann leicht erkennt, besteht der

1) Schreber, l. c. S. 24.

Friedenthalsche Prozess aus einem Dampfmaschinenprozess und einem Verbrennungsprozess. Im ersteren wird Wärmeenergie in Arbeit verwandelt; er muss deshalb dem Carnotschen Satz unterliegen; d. h. es darf nicht sämtliche Wärmeenergie in Arbeit verwandelt werden. Soweit ich die Ausführungen des Herrn Fr. verstanden habe, hat er nirgends etwas hiergegen eingewendet.

Der zweite Prozess ist ein chemischer Prozess, er betrifft die Verwandlung von chemischer Energie in Wärmeenergie und darüber sagt der Carnotsche Satz gar nichts aus, da er ja nur für die Verwandlung von Wärmeenergie in Arbeit gilt.

Ein dem Carnotschen Satz analoger Satz für die Verwandlung von chemischer Energie in Wärmeenergie ist bis jetzt noch nicht aufgestellt, da man die der Temperatur und der Entropie analogen Faktoren der chemischen Energie noch zu wenig kennt: es giebt noch kein allgemein gültiges Chemometer. Erst wenn man ein solches Instrument von allgemeiner Anwendbarkeit besitzt, wird man in der Lage sein, ohne besondere Untersuchung entscheiden zu können, ob im Falle $T_3 < T_1$ die zweite Möglichkeit in der Natur vorkommen kann oder nicht, bis dahin müssen wir uns mit einer Untersuchung von Fall zu Fall behelfen.

Es ist übrigens der Gedanke, die infolge des Carnotschen Satzes nicht in Arbeit verwandelbare Wärmeenergie dem Kraftmaschinenprozess auf dem Umwege über die chemische Energie wieder zuzuführen, nicht so neu, wie es nach den Darstellungen der Herren Fr. und von W. erscheint. In den Verpuffungskraftmaschinen, welche mit flüssigen Brennstoffen betrieben werden, wird schon seit langer Zeit vielfach die mit den Auspuffgasen abziehende, nicht verwandelbare Wärme ausgenutzt, um den Brennstoff zu verdampfen, wodurch der Heizwert desselben, wie bei Herrn Fr., um die Verdampfungswärme gesteigert wird.

(Eingegangen 5. Mai 1903.)

Konsequenzen des Lambertschen Strahlungsgesetzes.

Von A. Schmidt (Stuttgart).

Nicht ohne Vorteil für die Klärung unserer Vorstellungen über die Natur des Lichtes dürfte, nach dem Vorbilde der magnetischen und elektrischen Kraftfelder, so gering auch die Analogie der Gesetze sein mag, die Beschreibung der Eigenschaften eines Lichtfeldes sich erweisen. Der durchsichtige Raum rings um einen leuchtenden Körper bildet ein Lichtfeld, homogen oder nicht, je nachdem das durchstrahlte Mittel homogen, d. h. in allen Teilen dem Lichte gleiche Geschwindigkeit der Fortpflanzung gewährend, oder nicht homogen ist.

Als einfachste Gestalt eines homogenen Lichtfeldes sei dasjenige vor einer weit ausgedehnten, gleichmässig leuchtenden Ebene gewählt. Abgesehen von den Interferenz- und Beugungserscheinungen an den Rändern des Feldes zeigt das Innere des Feldes höchst einfache geometrische Beziehungen, deren Beschreibung am anschaulichsten auf das Symbol der Lichtstrahlen begründet wird und vielleicht mit einigem Vorteil sich einer Hypothese über die Natur des Lichtfeldes bedient, die ich vorausschicken möchte.

Zunächst sind die Lichtstrahlen als Wellennormalen Symbole der Fortschreitungsrichtungen der Lichtwellen. Man verbindet mit der Vorstellung der Strahlen gewöhnlich die Vorstellung fortgepflanzter Energie, man setzt die Menge der in einem Lichtbüschel enthaltenen Strahlen der pro Zeiteinheit den Querschnitt des Büschels durchfliessenden Energiemengen proportional. Setzen wir dieser Vorstellungsart eine andere mindestens gleichberechtigte an die Seite. Bemessen wir die Strahlenmenge eines Büschels nicht nach der Zeit, sondern nach dem Volumen. Die Intensität eines Lichtbüschels sei proportional der im Büschel pro Volumeneinheit enthaltenen Lichtenergie.

Solange es sich nur um homogene Mittel handelt, können wir einen Widerspruch der beiden Intensitätsbegriffe leicht vermeiden, indem wir für solche Büschel, deren Intensität der Menge der pro Zeiteinheit fortgepflanzten Energie nicht entspricht, zwei entgegengesetzt verlaufende Energieströme annehmen. Thatsächlich ist das Fortschreiten von Energie keine wesentliche Eigenschaft eines Lichtstrahlenbüschels. O. Wiener hat den experimentellen Beweis stehender Lichtwellen geliefert, also die Existenz von Lichtstrahlenbüscheln, die ohne Energietransport bestehen oder wenigstens mit viel geringerem Betrag des Transports, als ihrem Intensitätsmass entspricht.

Mit der Hypothese, dass die Volumenenergie die Intensität des Büschels bedinge, ist das Lambertsche Strahlungsgesetz wie mit einem Schlage erklärt. Im homogenen Felde vor der weit ausgedehnten Ebene haben alle cylindrischen Büschel bei gleichem Querschnitt auch gleiche Intensität. Das Feld ist ein grosses Energiereservoir, die demselben auf der einen Seite oder an einzelnen Stellen entzogene Energie ergänzt sich mit der Geschwindigkeit der Fortpflanzung aus dem von der leuchtenden Fläche bereit gestellten Ersatz. Wesentlich aber ist, dass der Ersatz sich nur auf kürzesten Wegen vollzieht, den geraden

Linien zwischen den Senken, den Elementen der absorbierenden Fläche, und den Quellen, allen Elementen der strahlenden Fläche. Nach allen Richtungen von der strahlenden Fläche aus verlaufen Strahlencylinder mit gleicher Anzahl Strahlen pro Querschnittseinheit durch das vorgelagerte Feld, die Energiemenge pro Zeiteinheit aber, welche sie befördern, hängt ab von der Beschaffenheit der Senken. Sind diese selbstleuchtend oder sind sie regelmässig oder diffus reflektierend, so ist die durchs Büschel strömende Energiemenge kleiner, als wenn die Senke ein absolut schwarzer kalter Körper ist. Bei genauer Prüfung ist unsere Hypothese nur eine Beschreibung der im Lambertschen Gesetz niedergelegten Thatsachen.

Die unendlich vielen Strahlencylinder gleicher Strahlendichte, welche die Elemente der strahlenden Fläche mit denen der bestrahlten Fläche verbinden, nach den verschiedensten Richtungen sich durchkreuzend, bringt nun die symbolisierende mathematische Vorstellung in neue Gruppierungen, sie verbindet sie zu Strahlenkegeln gleicher Strahlenmenge pro Einheit des Raumwinkels eines jeden Kegels. Jedes Flächenelement der bestrahlten Fläche liegt mit jedem Punkte der strahlenden Fläche in einem gegen den Punkt konvergierenden Kegelraum, und umgekehrt: jeder Punkt der bestrahlten Fläche ist mit jedem Flächenteil der strahlenden Fläche durch einen vom Punkte aus divergierenden Kegelraum verbunden. Allen diesen Kegeln kommt dieselbe Strahlenmenge pro Einheit ihres Raumwinkels zu. Die Kegelspitzen sind sogar nicht einmal an den Ort entweder der Quellen oder der Senken gebunden. Jeder einen Teil der strahlenden und einen Teil der bestrahlten Fläche umrandende Doppelkegel hat gleiche Strahlenmenge pro Einheit seines Öffnungswinkels.

Man kann daher die Intensität eines homogenen Lichtfeldes nach zweierlei Symbolen zum Ausdruck bringen, entweder durch das Symbol: Strahlenmenge pro Einheit des Strahlencylinders, oder durch das Symbol: Strahlenmenge pro Einheit einer Kegelöffnung. Das zweite Symbol eignet sich besser zur allgemeinen Verwendung, weil der Begriff Kegel den Begriff Cylinder als Grenzfall umschliesst. Beide Masse sind sich proportional aber inkommensurabel.

Der Satz: im homogenen Felde haben alle Lichtkegel gleicher Öffnung gleiche Intensität, überträgt sich sogleich auf homogene Lichtfelder mit beliebiger Gestalt und Grösse der leuchtenden Fläche, wenn nur die Öffnung des vom Orte, wo die Intensität bestimmt wird, nach der leuchtenden Fläche gezogenen Kegels nicht verschwindend klein wird, er gilt insbesondere auch für das Feld rings um eine gleichmässig leuchtende Kugel. Wie bei der Ebene bleibt die Intensität der Strahlenkegel im ganzen umgebenden homogenen Gebiete konstant. Veränderlich mit der Entfernung von der Kugel ist nicht die Intensität der Lichtstrahlenkegel, wohl aber der für den einzelnen Ort des Feldes bestehende Feldumfang, die Öffnung des die leuchtende Fläche umrandenden Kegels.

Die Pupille des Auges funktioniert beim Sehen als Senke. Die Organisation des Sehorgans gestattet nicht bloss die Beurteilung der mittleren Intensität des vom optischen Mittelpunkt des lichtbrechenden Systems aus nach den Lichtquellen gezogenen, diese umrandenden Strahlenkegels, sie verleiht auch die Fähigkeit, diesen ganzen Kegel in Unterkegel von begrenzter, je nach der Sehschärfe verschiedener Kleinheit der Öffnung zu zerlegen und dieselben nach ihrer verschiedenen Intensität zu vergleichen. Das Auge schreibt dementsprechend dem „Bilde" eine in verschiedenen Teilen verschiedene „Helligkeit" zu.

Selbstverständlich, je nach der Grösse der Pupille wird der vom Orte der Quelle nach dem Pupillenrande (oder dem Fernrohrobjektivrande) divergierende Kegel eine verschiedene Öffnung erhalten, der Helligkeitseindruck im Auge wird ein anderer. Aber das sind subjektive Bedingungen der Helligkeitsempfindung, denen man noch anderes, wie reflektierende Kraft der Hornhaut oder der Gläser hinzufügen könnte. Eine objektive Helligkeitsdefinition schiebt die Bedingungen des Sehorgans mit der Bemerkung „ceteris paribus" beiseite und definiert die Helligkeit eines Bildes als Strahlenmenge pro Einheit des Raumwinkels eines Lichtstrahlenkegels, sei es, dass wir die Kegelspitze ins Objekt oder ins Subjekt verlegen. Verschiedene Helligkeitsgrade unterscheiden sich an dem Orte, wo das Auge in das Lichtfeld eingetaucht ist, nur durch die verhältnismässigen Strahlenmengen pro Einheit der Kegelöffnungen. Das ist der Ausdruck des Lambertschen Gesetzes.

Noch wichtiger für eine objektive Definition ist es, dass sich dieselbe nur an den Zustand des Lichtfeldes halte am Orte, wo das Auge dareintaucht und nicht die Vorgänge an andern Orten des Feldes, insbesondere am Orte der Quellen, herbeiziehe.

In der von Professor H. Seeliger[1]) meinen Ausführungen über die Lichtbrechung und Farbenzerstreuung in der Chromosphäre[2]) entgegengestellten Behandlung der Frage der Helligkeitsunterschiede der Sonnenscheibe wird der Begriff Helligkeit neben anderen Faktoren

1) Diese Zeitschrift **4**, 343, 1903.
2) Diese Zeitschrift **4**, 282, 1903.

abhängig gemacht vom Emissionsvermögen der strahlenden Fläche.

Das ist eine für homogene Felder ganz unanfechtbare Voraussetzung, bei nichthomogenen begegnet sie gerechten Bedenken auch bei Ausschluss jeder Absorptionswirkung. Der Übergang vom optisch dichteren ins dünnere Mittel und umgekehrt ist sicher dann mit Energieeinbusse der übergehenden Strahlen verbunden, wenn sich der Brechung Reflexion beigesellt. Ist es aber gewiss, dass bei stetig veränderlicher Übergangsschicht keine Energieeinbusse der übergehenden Wellen stattfindet? Die Analogie mechanischer Energieübertragung zwischen Massen verschiedener Grösse dürfte nicht dafür sprechen. Schon bei meiner ersten Beschäftigung mit der krummlinigen Strahlenbrechung[1]) konnte ich die Folgerung nicht abweisen, dass gekrümmte Strahlen mit einer stetigen Reflexion im Strahle verbunden sein dürften. Kirchhoff, Clausius u. a. lassen die Emission abhängen vom Brechungsindex des Mittels, in welches sie erfolgt. Wenn aber das erste Mittel sie bedingt, so muss auch ein zweites das erste umgebende und jedes im Lichtfelde folgende Mittel die Emission beeinflussen. Dass sie auch von der Temperatur- und Oberflächenbeschaffenheit der das Licht auffangenden Körper abhängt, habe ich oben ausgeführt. Der Betrag der pro Zeiteinheit von einer Fläche emittierten strahlenden Energie hängt also ab ausser von der Grösse und Form der Fläche: 1. von der Temperatur und sonstigen physikalisch-chemischen Beschaffenheit der Fläche, 2. von der Beschaffenheit der die Strahlung auffangenden Flächen, 3. wahrscheinlich vom Brechungsvermögen des zunächst angrenzenden Mittels und 4., was mittels der korrekten Definition der Helligkeit zu beweisen ist, besteht ein komplizierter Einfluss der Beschaffenheit und Verteilung aller folgenden Mittel auf die Stärke der Emission.

Es darf hier noch eine weitere Schwierigkeit erwähnt werden, welche die Rücksicht aufs Objekt für die Helligkeitsdefinition mit sich bringt. Die gebrochenen Strahlenbüschel sind im allgemeinen nicht mehr homocentrisch. Damit entfällt die Möglichkeit einer genauen Abbildung des Objekts, also die Möglichkeit einer Bestimmung der Kegelöffnungen ($d\omega$ und $d\Omega$), unter welchen ein Flächenteilchen des einen Orts vom andern aus gesehen wird. Für meine Definition wird nur der Umfang, nicht aber die Helligkeit des Lichtfeldes von dieser Schwierigkeit betroffen. Auch die Strahlen der nichthomocentrischen Büschel lassen sich am einzelnen Orte zu homocentrischen, zu Kegeln, ordnen, eine Funktion, die unser Auge vollbringt, die aber natürlich keine richtigen Bilder erzeugt. Aus diesem Grunde kann auch eine Beweisführung, welche Helligkeiten in verschiedenen Mitteln vergleichen will, nur mit homocentrischen oder mit annähernd homocentrischen Büscheln operieren, man darf nicht für die Fortpflanzung homocentrischer Büschel gültigen Sätze auf die nicht homocentrischen übertragen.

1) Programmabh. des Stuttgarter Realgymn. 1878, S. 8.

Meine Ableitung des Helligkeitsausdrucks

$$H = H_1 \frac{\cos^2\beta}{n^2 \cos^2\alpha},$$

worin H_1 die konstante Helligkeit in einem homogenen ersten Mittel vom Index n bezeichnet, H die dadurch bedingte, in verschiedenen Richtungen verschiedene Helligkeit in einem anstossenden homogenen zweiten Mittel vom Index 1, β und α die zusammengehörigen Einfalls- und Brechungswinkel der an die Grenzfläche stossenden Strahlen, diese Ableitung beruht auf der Voraussetzung, dass die Helligkeit des zweiten Mittels nach verschiedenen Richtungen verschieden sein müsse, wenn bei der Brechung die Strahlenbüschel gleicher Divergenz im einen Mittel solche verschiedener Divergenz im andern Mittel erzeugen. Jedem Wechsel der optischen Dichte von Ort zu Ort muss ein Wechsel der örtlichen Helligkeit entsprechen. Dieser wäre vom Einfalls- und Brechungswinkel unabhängig gleich $n^2:1$, falls die Zerstreuung der Büschel vom Einfalls- bezw. Brechungswinkel unabhängig wäre. Nun habe ich gezeigt, dass die „Verzerrung", d. h. die durch Divergenzänderung erzeugte Zerstreuung eines Hohlkegels zwischen den Emanationswinkeln β und $\beta + d\beta$ in einen andern zwischen den Winkel α und $\alpha + d\alpha$ verbunden ist mit einer Verzerrung in radialer Richtung vom Betrage $\frac{d\alpha}{d\beta}$ und einer zweiten in cirkularer Richtung vom Betrage $\frac{\operatorname{tang}\alpha}{\operatorname{tang}\beta}$. Beide Verzerrungen sind übrigens gleich gross. Die gesamte Verzerrung beträgt

$$\frac{n^2\cos^2\beta}{\cos^2\alpha} = \left(\frac{d\alpha}{d\beta}\right)^2 = \frac{\operatorname{tang}^2\alpha}{\operatorname{tang}^2\beta}.$$

Wegen der etwa gegen diesen Ausdruck und gegen das daraus abgeleitete Helligkeitsgesetz entstehenden Bedenken bin ich auf dem Boden meines Helligkeitsbegriffes zu weiteren Erörterungen gern bereit.

Nach der von Herrn Seeliger gegebenen Formel (4) seiner Abhandlung müsste der von mir abgeleitete Ausdruck

$$H = H_1 \frac{\cos^2\alpha}{n^2\cos^2\beta}$$

kurzweg lauten

$$H = H_1 \frac{1}{n^2}.$$

Bei gewissenhaftester Prüfung meiner Schlussfolgerungen kann ich aber keinen logischen Fehler, auch keinen Verstoss gegen das Lambertsche oder gegen das Snelliussche Gesetz in demselben entdecken. Für homogene Felder und senkrechte Incidenz stimmen auch beide Theorien überein, also kann der Grund des Dilemmas nur in der besonderen Art der Übertragung des Gesetzes von Lambert vom Falle des homogenen auf den Fall des nicht homogenen Feldes begründet sein. In der That würde die Differenz der Auffassungen verschwinden, wenn entweder auf der einen Seite der Grundsatz anerkannt würde, die in einem beliebig gebrochenen Strahlenbündel sich fortpflanzende Energie erfahre bei den Brechungen keine Einbusse, oder aber, wenn auf der andern Seite die Wahrscheinlichkeit einer solchen Einbusse, zunächst beim Übergang aus dem optisch dichteren ins dünnere Mittel zugegeben würde. Im ersten Fall müsste ich zugeben, mein mit dem an der Spitze gebrochenen Hohlkegel geführter Beweis habe nur strenge Richtigkeit für den Fall, dass die Spitze des Kegels auf der Grenzfläche beider Mittel liegend gleichsam beiden Mitteln angehöre, also nur für den Fall der unstetigen, thatsächlich auch mit Reflexion verbundenen Brechung, während bei der krummlinigen Brechung kein Grund für Annahme einer Energieeinbusse vorliege. Im andern Falle aber würde Herr Seeliger zugeben, dass kein Grund vorliege, die Energieeinbusse nur auf den Fall der unstetigen Brechung zu beschränken oder gar ganz zu unterdrücken. Er würde dann anerkennen, dass der von mir mit Hilfe des mit seiner Spitze an beiden Mitteln beteiligten Kegels gelieferte Ausdruck für die Helligkeitsverminderung den besonderen Vorteil biete, daraus das Gesetz dieser Energieeinbusse zu entnehmen und festzulegen. Herr Professor Seeliger würde alsdann den Faktor J seiner Formeln bei einer jeden einzelnen Brechung mit dem Quotienten $cos^2\beta : cos^2\alpha$ multiplizieren und wir würden damit beide die weitere Konsequenz anerkennen, dass mein zur Vermeidung nicht homocentrischer Büschel am idealen Einzelfall geführter Beweis als allgemeines Brechungsgesetz gelten müsse, für die stetige, wie für die unstetige Brechung.

In energetischer Beziehung von grösstem Interesse ist die Anwendung des Helligkeitsgesetzes auf den umgekehrten Fall, den Übergang von Lichtenergie aus einem dünneren in ein dichteres Mittel. Eine Vermehrung der Helligkeit nach Massgabe des aufgestellten Gesetzes dürfte nach meiner Auffassung des Helligkeitsbegriffes weder dem ersten noch dem zweiten Hauptsatze widersprechen. Die Beziehung zwischen Quellen und Senken muss nur vollkommen reziprok gefasst werden, so dass auch das Absorptionsvermögen einer Senke von denselben äusseren Umständen abhängig wird, wie das Emissionsvermögen einer Quelle.

Die Entscheidung über die Auffassung des interessanten wissenschaftlichen Dilemmas liegt auf dem Gebiete der Erfahrung.

(Eingegangen 3. April 1903.)

Über das Atomgewicht des Radiums.

Von Frau Curie.

In einer vor kurzem erschienenen Abhandlung (diese Zeitschrift **4**, 285, 1903) sprechen die Herren Runge und Precht einige Zweifel aus über die Richtigkeit des Wertes 225, welchen ich für das Atomgewicht des Radiums gefunden habe. Diese Zweifel sind auf einer Untersuchung der Linien des Radiumspektrums begründet, aus welcher die Verfasser den Schluss ziehen, dass das Atomgewicht des Radiums dem Werte 258 nahe kommen sollte.

Ich betrachte den von mir bestimmten Wert 225 als richtig mit einem wahrscheinlichen Fehler, welcher eine Einheit nicht überschreitet.[1]) Meine Gründe dazu sind die folgenden:

Die Reinheit des Radiumchlorids, welches zur Bestimmung diente, wurde von Demarçay durch die photographische Aufnahme des Spektrums geprüft. Zwei Messungsreihen wurden ausgeführt: die eine mit einem Chlorid, dessen Spektrum die drei stärksten Baryumlinien ziemlich bedeutend aufwies, — die andere mit einem Chlorid, dessen Spektrum die zwei stärksten Baryumlinien nur spurweise aufwies. Trotzdem habe ich mit den beiden Chloriden Resultate erhalten, welche nur wenig verschieden sind.

Die erste Messungsreihe (4 Bestimmungen) ergab die Werte 220,7, 223,0, 222,8, 223,1.

Die drei letzteren, sehr gut miteinander stimmenden Zahlen ergeben einen Mittelwert 223.

Die zweite Messungsreihe (3 Bestimmungen) mit dem reineren Chloride ergab die Werte

225,3, 225,8, 224,0

und den Mittelwert 225.

Wenn das Radium ein Atomgewicht von 258 besitzen sollte, so müsste man, wie leicht zu berechnen ist, die Proportion von Baryumchlorid im ersten Chloride zu 20 % und im reinerem Chloride zu 19 % schätzen.

Es ist nahezu unmöglich, dass eine solche Menge von Baryumchlorid im Spektrum fast unsichtbar sein sollte. Demarçay betrachtete die Spektralreaktion des Baryums als eine der empfindlichsten für seine Untersuchungsmethode. Jedenfalls könnte man gar nicht erklären, dass

1) Frau Curie, C. R. Juli 1902.

das Baryumspektrum bedeutend stärker werden sollte, wenn der Gehalt an Baryumchlorid von 19 % bis 20 % steigt.

Der Wert 225 für das Atomgewicht des Radiums entspricht sehr gut dem periodischen System, indem er genau in die Lücke passt, welche sich in der Kolonne der verwandten Elemente *Ca*, *Sr*, *Ba* und in der Linie der radioaktiven Stoffe Uran und Thor befindet.

Die Zahl 258 ist von den Herren Runge und Precht aus einem experimentellen Gesetze abgeleitet, welches für die Linienverteilung im Spektrum benachbarter Elemente *Ca*, *Sr*, *Ba* gilt. Die Ableitung des Wertes 258 für das Radium erfolgt dabei durch Extrapolation. Eine Extrapolation darf aber nie als ganz zuverlässig betrachtet werden.

Die Herren Runge und Precht halten es für wahrscheinlich, dass mein Radiumsalz Baryumsalz enthielt, weil beide Salze isomorph sind und deshalb, ihrer Meinung nach, durch einen Krystallisationsprozess nicht vollständig getrennt werden können. Diese Meinung ist nicht richtig. Zwei isomorphe Salze können miteinander in allen Verhältnissen zusammenkrystallisieren; eben deswegen können solche Salze, wenn sie einen Löslichkeitsunterschied aufweisen, durch fraktionierte Krystallisation aus der gemeinsamen Lösung beide beliebig rein erhalten werden. So können zum Beispiel die isomorphen Chloride von *Ca* und *Ba* durch Krystallisation beliebig vollständig getrennt werden. — Wenn aber zwei Salze nicht isomorph sind, so krystallisiert eines von ihnen rein aus der Lösung heraus, bis der Gehalt der Lösung an beiden Salzen ein solcher wird, dass weitere Krystallisation das Abscheiden eines Gemenges von Krystallen von bestimmter Zusammensetzung zur Folge hat. Von diesem Augenblicke an kann keine weitere Trennung dieses Gemisches durch Krystallisation erfolgen.

Ich wünsche noch zu bemerken, dass wir die Entdeckung des Radiumspektrums und die erste sehr vollständige Ausmessung des Spektrums des reinen Radiumchlorides Demarçay verdanken.[1]) Es ist mir eine Pflicht, meine Dankbarkeit gegen diesen Gelehrten auszusprechen, welchen der Tod uns vor kurzem entrissen hat[2]), und dessen vortreffliche und sichere Untersuchungsmethode es ihm erlaubt hat, die Existenz eines neuen Elementes mit voller Sicherheit zu behaupten, auf Grund der Spektralanalyse von einigen Milligramm eines Baryumchlorides, welches nur Spuren von Radium enthielt, und in dessen Spektrum eine einzige mässig starke neue Linie dem Radium gehörte. Demarçay hat die Freude gehabt, seine Behauptung bestätigt zu sehen; er hat bei fortschreitender Konzentration des Radiums die Entwicklung des Spektrums verfolgen können und hat schliesslich alle bedeutenden Linien des photographischen Funkenspektrums des reinen Radiumchlorids mit grosser Genauigkeit bestimmt.

1) Demarçay, C. R. 26. Dezember 1898, 9. November 1899, 22. Juli 1900.
2) Demarçay ist am 5. März 1903 gestorben.

(Eingegangen 28. März 1903.)

Über die Ionisierung der Luft bei der langsamen Oxydation des Phosphors.

Von J. Elster und H. Geitel.

Die Frage, auf welche Ursache die elektrische Leitfähigkeit der Luft in der Nähe eines sich langsam oxydierenden Stückes Phosphor zurückzuführen sei, ist in letzter Zeit der Gegenstand einer Kontroverse zwischen den Herren G. C. Schmidt[1]) und F. Harms[2]) gewesen. Während der erstere den bei der Oxydation entstehenden Nebel als ausschliesslichen Vermittler der Elektrizitätsbewegung betrachtet und das Auftreten von Ionen in der Luft bei dem Vorgange für nicht bewiesen erklärt, steht letzterer auf dem Standpunkte, den wohl die Mehrzahl der Physiker teilt, die sich mit der Erscheinung beschäftigt haben; er fasst die Leitfähigkeit der Luft als eine wirkliche, durch Ionisierung bedingte auf. Da auch wir denselben Gedanken schon im Jahre 1890[3]) in einer dem damaligen Stande der Kenntnis von den Gasionen entsprechenden Form im Anschluss an die Anschauungen von W. Giese[4]) über die Leitfähigkeit der Flammengase ausgesprochen haben, und Herr Schmidt die Beweiskraft einiger von uns an jener Stelle beschriebenen Versuche angreift, so möchten wir im folgenden kurz darlegen, weshalb wir die Ausführungen von Herrn Schmidt nicht als berechtigt anerkennen können.

Wir beschränken uns dabei in der Hauptsache auf eine Widerlegung der gegen uns erhobenen Einwände; auf die Beschaffung neuen Materials zum Nachweis von Ionen in der Phosphor-Emanation verzichten wir nach den inzwischen erschienenen Arbeiten von E. Bloch[5]) und F. Harms[6]), durch die wir das schwerwiegendste Bedenken des Herrn Schmidt gegen die Annahme von Ionen in der Phosphorluft, die anscheinende Nichtexistenz des Sättigungsstromes, als erschüttert betrachten.

1) G. C. Schmidt, diese Zeitschrift **4**, 293, 1903 und Ann. d. Phys. **10**, 704, 1903.
2) F. Harms, diese Zeitschrift **4**, 111, 1902 u. 436, 1903.
3) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. **39**, 326, 1890.
4) W. Giese, Wied. Ann. **38**, 403, 1889.
5) E. Bloch, C. R. **135**, 1324, 1902.
6) F. Harms, diese Zeitschrift **4**, 436, 1903.

Wie auch Herr Schmidt anerkennt, haben wir in unserer früheren Arbeit einen möglichen Einfluss des bei der Oxydation des Phosphors auftretenden Rauches in Betracht gezogen und Versuche darüber angestellt, ob er in merklicher Weise an der Elektrizitätsübertragung beteiligt ist. Diese Versuche sind jetzt von uns wieder aufgenommen.

Hängt man ein Stück Phosphor (wir benutzten ein solches von etwa 9 Gramm), das zuvor in kaltem Wasser unter Zimmertemperatur abgekühlt ist, nach oberflächlichem Abtrocknen mit Fliesspapier an einem eingeschmolzenen Metalldraht innerhalb eines gegen Luftströmungen schützenden Kastens mit Glasfenstern auf, so beobachtet man eine je nach der Temperatur des Phosphors verschieden dicke Nebelsäule, die mit der vom Phosphor abfliessenden kalten Luft senkrecht herabfällt. Steigt unter andauernder Oxydation die Temperatur des Phosphors, so kehrt sich die Bewegungsrichtung des Rauches allmählich um. Wir brachten nun den Phosphor, während der Nebel in geschlossener Säule herabfiel, durch Anschluss an eine Akkumulatorenbatterie auf konstante Potentiale bis zu 180 Volt. Durch eine in den Weg des Nebels gestellte Metallscheibe *SS* (Fig. 1) mit

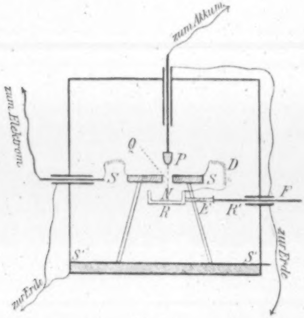


Fig. 1.

einer Durchbohrung *Q* von etwa 0,5 cm Durchmesser liess es sich nun leicht erreichen, dass der vom Phosphorstück *P* ausgehende Nebelstrahl *N* frei durch die Öffnung hindurchfiel und die zur Erde abgeleitete Bodenplatte *S' S'* traf. Brachten wir nun unter der Öffnung *Q* ein kleines (in der Fig. vergrössert), durch das Ebonitstück *E* isoliertes und mit der oberen Scheibe *S* durch den Draht *D* verbundenes Metallschälchen *R* so an, dass es vermittels des steifen Metalldrahtes *F* entweder genau unter *Q* geschoben oder seitlich gegen *R'* hin zurückgezogen werden konnte, so liessen sich an einem mit *S* verbundenen Quadrantelektrometer die Elektrizitätsmengen vergleichen, die entweder bei frei durchfallendem Nebel oder beim Auffangen desselben in der Schale *R* übertragen wurden. Da *R* in beiden Lagen dicht unter der auf gleichem Potentiale gehaltenen Platte *SS* blieb, so sind die durch die Verschiebung herbeigeführten Kapazitätsveränderungen wohl zu vernachlässigen. (Die Leitung von *SS* zum Quadrantelektrometer war durch ein in die Wand des Kastens eingelassenes, zur Erde abgeleitetes Metallrohr gut isoliert hindurchgeführt.)

Wäre der Rauch der alleinige Träger elektrischer Ladungen, so durfte nur in der zweiten Lage ein deutlicher Ausschlag des Elektrometers erwartet werden, in der ersteren musste er Null oder doch sehr klein sein, da vielleicht ein geringer Teil des Nebels unbemerkt die Platte *SS* treffen konnte. Enthielte dagegen die Phosphorluft Ionen, so würden diese zwar zum Teil von dem fallenden Luftstrome mitgerissen werden, um so mehr, da sie innerhalb der Nebelmasse an Beweglichkeit verlieren; der weit grösste Teil wird dagegen in dem elektrischen Felde direkt vom Phosphor zu der Platte *SS* wandern und elektrische Ladungen auf diese übertragen. Es wird daher bei Anwesenheit von Ionen nur ein geringfügiger Unterschied in den Ausschlägen des Elektrometers beobachtet werden müssen, mag die Nebelsäule von der Schale *R* aufgefangen werden oder nicht.

Wir lassen einige Versuchsreihen folgen, in denen wir die Zeit massen, in der nach Aufhebung der Erdleitung des Elektrometers 500 Skalenteile das Gesichtsfeld des Fernrohrs passierten. (Empfindlichkeit des Elektrometers: 1 Volt = 55 Skalenteile.)

1. Der Phosphor war auf 32 Volt geladen; Entfernung *PS* = 5 mm.

	a) Der Nebel fällt frei durch *Q*.	b) Der Nebel fällt in die Schale *R*	*a'*) wie unter *a*.
	8,0"	7,0"	10,0
	10,0	9,0	11,0
	11,0	8,0	10,0
	11,0	10,0	9,0
Mittel:	10,0	8,3	10,0

2. Der Phosphor war auf 180 Volt geladen; Entfernung *PS* = 50 mm.

Nebel frei fallend	Nebel in *R* aufgefangen
5,6	6,0
7,5	6,0
7,2	7,2
7,0	7,2
6,8	6,6

Wie man sieht, ist die Zeit, in der sich das Elektrometer bis zu einem Ausschlage von 500 Skalenteilen aufladet, für die beiden Stellungen des Schälchens *R* nicht sehr verschieden. Das Ergebnis der Versuche spricht also durchaus dagegen, dass die elektrischen Ladungen allein an den Nebelteilchen haften.

Nun ist bei der beschriebenen Anordnung unvermeidlich, dass bei länger fortgesetzten Beobachtungsreihen sich das Innere des Kastens allmählich mit Nebel erfüllt. Die Anwesenheit desselben verrät sich dadurch, dass die Zeiten, in denen dem Elektrometer die als Einheit zu Grunde gelegte Elektrizitätsmenge (die einen Ausschlag von 500 Skalenteilen entspricht) zugeführt wird, durch den Widerstand, den der Nebel zur Ionenbewegung in der Luft verursacht, fortwährend wachsen. Obgleich nun aus dieser Abnahme der Leitfähigkeit der Luft mit zunehmendem Rauchgehalt schlechterdings kein Argument zu Gunsten einer Elektrizitätsübertragung durch den Rauch abgeleitet werden kann, haben wir doch noch eine Methode verwendet, bei der ein Wandern des Rauches vom Phosphor zur Elektrode des Elektrometers völlig ausgeschlossen ist.

Wir legten das feuchte Phosphorstück P (Fig. 2) in die Öffnung eines metallenen Rohres R

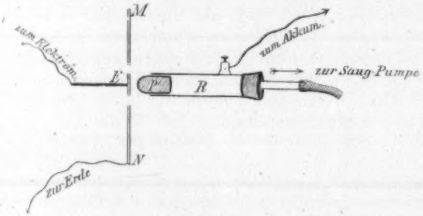


Fig. 2.

so hinein, dass es eben aus diesem hervorragte. Das Rohr war in eine isolierende Klammer eingespannt und durch ein gut isolierendes Hartgummirohr und eine Schlauchleitung an eine Wasserstrahlsaugpumpe angeschlossen. Dem Phosphor in veränderlichem Abstande gegenüber stand in der centralen Öffnung der zur Erde abgeleiteten Metallscheibe MN die Elektrode E, die zum Elektrometer führte, das Metallrohr R wurde mittels der Akkumulatorenbatterie geladen. War die Strahlpumpe nicht in Thätigkeit, so quoll von dem aus dem Rohre hervorragenden Phosphorstück eine Nebelmasse hervor, die sich in unregelmässiger Bewegung zwischen dem Rohre und der Elektrode verbreitete, beim Ingangsetzen der Pumpe verschwand der Nebel, indem er vollständig in das Rohr hineingesaugt wurde. Wir massen nun die Elektrizitätsübertragung von P nach E sowohl bei ruhender als bei thätiger Pumpe. Es war, wenn der Nebel allein die elektrischen Ladungen übertrug, zu erwarten, dass im letzteren Falle der Ausschlag des Elektrometers verschwindend klein sein würde. Statt dessen ergab sich, dass die Elektrizitätsübertragung bei wirkender Pumpe sogar grösser war als bei ruhender. Es wurde wieder um die zur Aufladung des Elektrometers auf einen Ausschlag von 500 Skalenteilen erforderliche Zeit gemessen.

Es seien zwei Beobachtungsreihen herausgegriffen.

1. Der Phosphor auf 20 Volt geladen; Entfernung $EP = 10$ mm.

ohne Luftstrom	im Luftstrome
41,8	18,5
37,5	18,2
39,0	18,8
39,4″	18,5″

2. Der Phosphor auf 360 Volt geladen; Entfernung $EP = 50$ mm.

ohne Luftstrom	im Luftstrome
9,0	
11,5	4,6
10,3	4,6

Die Zunahme des Elektrizitätsflusses von P nach E bei thätiger Pumpe ist wohl neben einer Steigerung des Oxydationsprozesses in der strömenden Luft darauf zurückzuführen, dass durch das Absaugen des Nebels aus dem Raume EP ein wesentliches Hindernis der Ionenbewegung beseitigt wird.

Ohne Zweifel würde man durch genügend grosse Strömungsgeschwindigkeit der Luft die Elektrizitätsübertragung auf E wesentlich schwächen, ja auf Null herabsetzen können, wenn diese Geschwindigkeit der der Ionen im Felde gleichkommt oder sie übertrifft; in gleichem Sinne wird auch ein genügend kräftiger, zwischen E und P hindurchgetriebener Luftstrom wirken müssen, wie Herr Schmidt auch beobachtet hat. In unserer früheren Abhandlung hatten wir angegeben, dass ein zwischen E und P aufsteigender Leuchtgasstrom (wir setzen hinzu: unter dem Drucke der Gasleitung) die Elektrizitätsübertragung kaum hinderte, wir beobachteten bei Wiederholung des Versuches eine Vermehrung der Ladungsdauer nur im Verhältnis 3 : 2, keineswegs aber eine völlige Aufhebung des Elektrizitätsflusses, obgleich der Nebel durch den Leuchtgasstrom von der Elektrode ferngehalten wurde.

Dass bei genügend hohen Feldstärken Rauchteilchen irgend welcher Art wie andere leitende Partikelchen durch elektrostatische Anziehung merkliche Geschwindigkeiten erlangen und in hin- und herpendelnder Bewegung messbare Elektrizitätsmengen von Elektrode zu Elektrode übertragen können, dies in Abrede zu stellen, kommt uns natürlich nicht in den Sinn. Charakteristisch für die Ionisierung eines Gases ist dagegen die Möglichkeit einer elektrischen Strömung auch bei niedrigen Potentialdifferenzen, und diese Art von Leitfähigkeit (dies Wort im allgemeinsten Sinne verstanden) wird eben durch die Anwesenheit von Rauch und

Nebel in dem Gase nicht vermehrt, sondern vermindert. Wir halten deshalb die Anwendung hoher Potentialdifferenzen für wenig geeignet, um die Frage, ob Konvektion durch schwebende leitende Partikelchen, oder ob Ionisierung der Phosphorluft vorliegt, zu entscheiden.

Dass nach Herrn Schmidt der Phosphornebel aus Phosphorsäuren besteht und nicht wie wir auf Grund einer Angabe, die wir in der chemischen Litteratur vorfanden, glaubten annehmen zu dürfen, aus salpetrigsaurem Ammon, ist für die vorliegende Frage im übrigen von keinem Belang, da, wie auch Herr Harms in seiner Entgegnung hervorhebt, ein etwaiger Unterschied in der Leitfähigkeit des Nebels, d. h. hier jener sauren Oxydationsprodukte des Phosphors und und des in der feuchten Luft suspendierten Ammonsalzes, bei einer konvektiven Elektrizitätsübertragung unmöglich eine Rolle spielen kann.

Schliesslich möchten wir noch einen für das Verhalten des Phosphornebels im starken elektrischen Felde bezeichnenden Versuch beschreiben. Bringt man etwa 5—10 cm oberhalb eines zur Erde abgeleiteten Phosphorstückes eine auf etwa 2000 Volt geladene Kugel an, so wird, wie Herr Schmidt beobachtet hat, der von dem sich allmählich erwärmenden Phosphor aufsteigende Nebelfaden von der Kugel angezogen. Der Faden enthält nämlich, da die Phosphoroberfläche, an der die Ionisierung der Luft stattfindet, im Bereiche des von der Kugel erregten Feldes liegt, nur solche Ionen, deren elektrische Ladung zu der der Kugel ungleichnamig ist. Schliesst man dagegen den Phosphor innerhalb einer zur Erde abgeleiteten Hülle aus Drahtnetz ein und lässt den Nebelfaden zwischen der Kugel und einem benachbarten, ebenfalls zur Erde abgeleiteten Metallstreifen aufsteigen, so spaltet er sich in zwei Äste; der eine ist der Kugel, der andere dem Metallstreifen zugewandt. Jetzt enthält nämlich der aufsteigende Luftstrom Ionen, bezw. geladene Nebelteilchen, beiderlei Art, die sich im elektrischen Felde voneinander scheiden.

Die Figur 3 ist eine Wiedergabe einer photographischen Aufnahme, sie lässt unten das den Phosphor umhüllende Drahtnetz, darüber die geladene Kugel mit der sie tragenden Metallstange, den parallel zu dieser auf der Wand der das Ganze bedeckenden Glasglocke aufgeklebten geerdeten Stanniolstreif (diesen allerdings nur recht undeutlich), sowie den gegabelten Nebelfaden erkennen. Die Erscheinung verläuft daher gerade so, wie es nach Herrn Schmidts eigener Angabe zu erwarten ist, wenn Ionen beiderlei Vorzeichens in dem Phosphornebel vorhanden sind.

Ersetzt man den Phosphor unter dem Drahtnetze durch ein mit Ammoniakflüssigkeit ge-

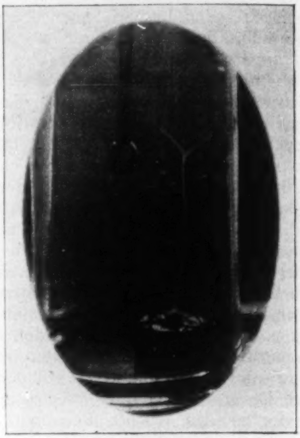


Fig. 3.

fülltes Schälchen und ein unmittelbar darüber befestigtes, mit Salzsäure befeuchtetes Stückchen Schwamm, so erhält man einen aufsteigenden Nebelfaden von Salmiakstaub. Dieser wird, da er keine freien Ionen enthält, im elektrischen Felde nicht beeinflusst.

(Eingegangen 3. Mai 1903.)

Über die elektrische Zerstreuung am Vesuv.

Von Heinrich Freiherr Rausch von Traubenberg.

Anlässlich einer Reise nach Süditalien im Monat April dieses Jahres hatte ich es mir unter anderem zur Aufgabe gemacht, einige orientierende Versuche über den Ionengehalt der Luft in der Nähe des Vesuvs anzustellen. Dieses Vorhaben schien mir durch die gesteigerte Thätigkeit des Vulkans in diesem Frühjahre begünstigt zu werden.

Als Messinstrument benützte ich ein Elektroskop, welches im Prinzip demjenigen der Herren Elster und Geitel durchaus nachgebildet war. Den Zerstreuungskörper umgab ein weitmaschiges Drahtnetz, welches eine leichte Cirkulation der Luft erlaubte. In Zimmerluft zeigte dieser Apparat eine positive Zerstreuung von ca. 1 Volt, in Kellerluft eine solche von ca. 10 Volt und auf dem Schlossberg in der Nähe von Freiburg bei schwachem Winde und klarem Wetter positive Zerstreuungen zwischen 8 und 20 Volt in 10 Minuten. Die Stärke der Anfangsladungen betrug bei allen Messungen im Mittel 135 Volt.

An dem ersten Tage meiner Messungen, die ich am Observatorium des Vesuvs ausführte, war das Wetter hell und klar und es wehte ein ziemlich starker Wind in solcher

Richtung, dass er einen Teil der ionisierten Luft vom Krater dem Observatorium zuführen musste. Die Versuche wurden am Nachmittag begonnen und bis zum Abend fortgesetzt. Auf der das Observatorium umgebenden Plattform ergab sich auf einer dem Winde ausgesetzten Stelle eine positive Zerstreuung von 116 und eine negative von 106 Volt in 10 Minuten. An einer vom Winde vollständig geschützten Stelle der Plattform wurde eine positive Zerstreuung von 51 Volt und eine negative von 50 Volt in 10 Minuten gemessen.

Ich erwartete nun, dass es mir bei der starken, hier auftretenden Ionisierung der Luft gelingen würde, ein Drahtnetz in der von Elster und Geitel angegebenen Weise in verhältnismässig kurzer Zeit stark radioaktiv zu machen. Da mir dieses nicht gelang, bin ich geneigt anzunehmen, dass die vom Elektroskop angezeigte Ionisierung der Luft von den Flammengasen und der hohen Temperatur des Kraterinneren herrühre. Ungefähr um 6 Uhr nachmittags zeigte sich eine positive Zerstreuung von 100 Volt und eine negative von 475 Volt in 10 Minuten. Die Entladung des Elektroskops fing nun an mit solcher Schnelligkeit vor sich zu gehen, dass zahlenmässige Beobachtungen mir nicht mehr ausführbar waren. Die Blättchen zeigten häufig ein ruckweises Zusammenfallen von einigen Millimetern.

Überhaupt schien die Stärke der Ionisierung in den einzelnen Zeitmomenten sehr verschieden zu sein. Deswegen scheint mir ein Schluss auf das gleichzeitige Verhältnis von positiver zu negativer Entladung aus den angeführten Werten nicht zulässig, indem die verschiedenen Zeiten zugehörigen Messungen nicht direkt miteinander vergleichbar sind. Bei meiner letzten Messung an diesem Tage war der Ionengehalt der Luft offenbar wieder ein geringerer als bei den vorausgehenden Messungen, denn es gelang mir eine zahlenmässige Beobachtung auszuführen und eine positive Zerstreuung von 125 Volt in 10 Minuten festzustellen. Der Gipfel des Vulkans war an dem Tage während des ganzen späteren Nachmittags vollkommen unbewölkt, auch zeigte der Berg eine recht heftige Thätigkeit, indem in ziemlich kurzen Intervallen dicke Wolken schwarzen Rauches und reichlich Wasserdampf der Krateröffnung entquoll. In der Nacht zeigten sich die schwarzen Wolken von deutlich wahrnehmbaren Feuererscheinungen begleitet, und Wolken, die über die Krateröffnung hinwegstrichen, zeigten einen rötlichen Widerschein der innen befindlichen Glut.

Ob das oben erwähnte ruckweise Zusammenfallen der Blättchen in einem Zusammenhang mit den periodischen Explosionen des Kraters steht oder ob einzelne aus besonders stark ionisierter Luft bestehende Windstösse der Grund dieser Erscheinung seien, konnte nicht festgestellt werden. Leider verhinderte hereinbrechender Regen die Fortsetzung der Versuche während der Nacht; auch am folgenden Tage war das Messen im Freien wegen heftigen Regens und Sturmes nicht möglich. In einem Saale des Observatoriums konnte ich eine positive Zerstreuung von ca. 3 Volt in 10 Minuten nachweisen. In der folgenden Nacht trat zuerst ein Gewitter ebenfalls verbunden mit heftigem Sturm, gegen Morgen jedoch Aufhellung des Wetters ein. Der Wind musste an diesem Tage die vom Krater kommende ionisierte Luft gerade vom Observatorium wegblasen, indem er von der Seeseite herwehte. Der Gipfel des Vulkans war auch während des ganzen Tages, bis auf wenige kurze Augenblicke am Nachmittage, von einer dicken Wolkenhaube bedeckt. Es zeigte sich nun auf der Plattform des Observatoriums im Mittel eine positive Zerstreuung von 15 Volt und eine negative von 34 Volt in 10 Minuten bei mässigem Winde. Bei der letzten Messung war eine entschiedene Aufhellung eingetreten.

Da es mir, wie gesagt, wahrscheinlich schien, dass man den Grund der starken Ionisierung den dem Krater entströmenden hochtemperierten Gasen zuzuschreiben habe, versuchte ich möglichst nahe an der Öffnung des Kraters eine Messung auszuführen; leider wurde mein Vorhaben dadurch vereitelt, dass der die Explosionen begleitende, niederfallende Steinregen mich zum Rückzuge zwang.

Eine Messung, die ich in den Dämpfen einer gelben Schwefelfumarole anstellte, zeigte scheinbar eine ziemlich starke Ionisation an, doch lässt sich diese nicht mit Sicherheit angeben, indem die Isolation des Instruments bei der Kondensation des säurehaltigen Dampfes offenbar keine genügende mehr war.

Zum Schlusse sei es mir gestattet, auch an dieser Stelle Herren Professor Palazzo in Rom sowie dem Direktor des Vesuvobservatoriums Herrn Professor Matteucci für das ausserordentlich liebenswürdige Entgegenkommen und Interesse, das sie meinem Vorhaben entgegenbrachten, meinen wärmsten Dank auszusprechen.

Freiburg i. B., Physikalisches Institut d. Universität. 1. Mai 1903. (Eingegangen 3. Mai 1903.)

Über die Analyse der Entladungen eines Kondensators in Verbindung mit einer Hochfrequenzspule.

Von John Härdén.

Wenn in einem Stromkreise, in welchem eine Luftstrecke eingeschaltet ist, ein Kondensator entladen wird, so treten bekanntlich pendelartige Oszillationen der elektrischen Massen ein. Der Vorgang lässt sich nach

W. Thomson folgendermassen ausdrücken: Bezeichnen wir mit Q die aufgespeicherte Elektrizitätsmenge, die in jedem Moment durch eine kleinere Elektrizitätsmenge ergänzt wird; ferner sei nach jeder Entladung q die im Kondensator vorhandene Elektrizitätsmenge. Fliesst in dem Entladungskreis in der Zeit dt die Elektrizitätsmenge dq ab, so ist die Stromintensität in demselben, ausgedrückt in elektrostatischem Masse:

$$i = -\frac{dq}{dt}. \tag{1}$$

Ist weiter C die Kapazität des Kondensators, so ist das Potential bei der Ladung $q = P_q = \frac{1}{2} q^2 / C$. Dieses Potential ändert sich beim Abfliessen oder bei der Entladung in der Zeit dt um den Wert $-dP_q = q i dt / C$. Dieser Änderung entspricht die bei der Entladung geleistete Arbeitsmenge, die von der Entladung dq geliefert wird. Diese Arbeitsleistung zerfällt in zwei Teile: erstens in die Wärmeentwicklung, gleich $i^2 r dt$, wo r der wirkliche Widerstand des Entladungskreises ist; zweitens wird Arbeit infolge der Induktionswirkung in dem Kreise geleistet. Denken wir uns den Schliessungskreis in Form einer Schlinge derart umgebogen, dass die beiden Drähte der Schlingenhälfte parallel und sehr nahe aneinander verlaufen, d. h. die Strombahn sei bifilar, so fällt der zweite Teil der Arbeitsleistung fort, es entstehen keine Induktionsströme in dem Kreise. Wird aber der vom Strome i durchflossene Draht wieder in die alte Lage zurückgebracht, so ist dabei dieselbe Arbeit erforderlich, wie beim Entstehen des Stromes in ihm. Diese Induktionswirkung kann im allgemeinen mit i^2 proportional, d. h. gleich $\frac{1}{2} Li^2$ gesetzt werden, wenn L die Selbstinduktion des Kreises ist. Zur Überwindung des Potentials der Selbstinduktion ist also die in der Zeit dt verbrauchte Arbeit, während deren sich i um di ändert, $d\left(\frac{1}{2} Li^2\right) = Li di$. Hieraus erhalten wir nun die Gleichung:

$$\frac{q}{C} i dt = Li di + ri^2 dt \tag{2}$$

Eliminieren wir i aus den Gleichungen (1) und (2), so folgt:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{r}{L}\frac{dq}{dt} + \frac{1}{CL} q = 0. \tag{3}$$

Diese Gleichung hat die Lösung:

$$q = k e^{\lambda t} + k' e^{-\lambda' t},$$

in welche die Grössen λ, λ' die Wurzeln der Gleichung:

$$X^2 + \frac{r}{L} X + \frac{1}{CL} = 0$$

sind, also

$$\lambda \text{ beziehungsweise } \lambda' = -\frac{r}{2L} \pm \sqrt{\frac{r^2}{4L^2} - \frac{1}{CL}}.$$

Je nachdem nun $C \gtreqless 4 \frac{L}{r^2}$ oder r^2 grösser oder kleiner als $4 \frac{L}{C}$ ist, werden die Wurzeln λ und λ' reell oder imaginär. Man kann den Wert

$$r_g = 2 \sqrt{\frac{L}{C}},$$

bei welchem dieser Übergang stattfindet, als Grenzwiderstand bezeichnen.

Zieht man in Erwägung, dass für $t = 0$ auch $q = Q$ ist und $i = 0$ ist, so lässt sich die Lösung der Gleichung (2) folgendermassen schreiben: zunächst, wenn λ und λ' reell sind:

$$\left.\begin{aligned} q &= \frac{Q}{2aL} e^{-\frac{r}{2L} t} \left\{ \left(aL + \frac{r}{2}\right) e^{-at} + \left(aL - \frac{r}{2}\right) e^{-at} \right\} \\ i &= \frac{Q}{2aLC} e^{-\frac{r}{2L} t} \left\{ e^{at} - e^{-at} \right\}, \\ &\text{wo} \\ a &= \left(\frac{r^2}{4L^2} - \frac{1}{CL}\right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

und e die Basis der natürlichen Log. ist.

Sind andererseits λ und λ' imaginär, so wird:

$$\left.\begin{aligned} q &= \frac{Q}{a'L} e^{-\frac{r}{2L} t} \left\{ a'L \cos a't + \frac{r}{2} \sin a't \right\} \\ i &= \frac{Q}{a'LC} e^{-\frac{r}{2L} t} \sin a't \\ &\text{wo} \\ a' &= \left(\frac{1}{CL} - \frac{r^2}{4L^2}\right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

ist.

Sind λ und λ' reell, wie im ersten Falle, so nimmt mit wachsendem t der Wert i erst langsam zu und dann wieder ab.

Wäre in diesem Falle die Kapazität des Kondensators unendlich gross und die Ladung Q ebenfalls unendlich, so dass das Verhältnis $\frac{Q}{C} = P$ wäre, so würde die Entladung so vor sich gehen, wie wenn eine konstante Elektrizitätsquelle, z. B. die Klemmen einer Gleichstrommaschine, sich mit der Spannung P über den Entladungskreis entladen würde.

In diesem Falle wird nach Gleichung (4)

$$i = \frac{P}{r}\left(1 - e^{-\frac{r}{L} t}\right). \tag{6}$$

Werden aber λ und λ' imaginär, so nimmt i abwechselnd entgegengesetzte Werte an und es bilden sich „oszillatorische Entladungen". Dann wird ebenso die Ladung q abwechselnd negativ oder positiv. Ihre aufeinander folgenden Maxima treten zu den Zeiten

ein, wo $i = 0$ ist und ihre Werte sind abwechselnd gleich

$$+Q, \quad -Qe^{-\frac{r\pi}{2La'}}, \quad +Qe^{\frac{2r\pi}{2La'}}$$

und so weiter.

Hieraus geht hervor, dass mit zunehmendem r die Intensität der Strommaxima stärker abnehmen muss, also die „elektrischen Schwingungen" werden stärker gedämpft werden.

Die Intensität des Stromes ist ein Maximum, wenn $\frac{di}{dt} = 0$, d. h. wenn $tang\, a' t = 2L \frac{a'}{a}$ ist.

Suchen wir hieraus den für den ersten Quadranten geltenden Wert ϑ von $a't$, so treten die Maxima ein zu den Zeiten:

$$t_1 = \frac{\vartheta}{a'}, \left(\frac{\vartheta + \pi}{a'}\right), \left(\frac{\vartheta + 2\pi}{a'}\right)$$

und so weiter, also in Zwischenzeiten, welche gleich $\frac{\pi}{a'}$ sind. Diese Zwischenzeiten sind um so grösser, je kleiner a' ist oder je grösser C und L sind, und ebenso je grösser r ist.

Ist der Widerstand r sehr klein, so dass das zweite Glied von a' gegen das erste zu vernachlässigen ist, so werden die Zwischenzeiten gleich:

$$\pi \sqrt{CL}.$$

Wäre z. B. $C = 1$ Mikrofarad $= 10^{-16}$, $r = 10$ Ohm $= 10^{10}$, $L = 10^6$ in absolutem Masse, so ist die Zeit gleich $\frac{\pi}{100000}$ Sekunde.

Die Zeitdauer einer ganzen Schwingung ist demnach:

$$T = 2\pi \sqrt{CL}.$$

Man kann also den Satz aussprechen, dass „die Quadratwurzel aus der Kapazität des Kondensators und aus dem Potential der einzelnen Teile der Leitung einander proportional sind".

Ist L unendlich klein, d. h. der Entladungskreis bifilar gewickelt, sodass der Strom in jede Hälfte entgegengesetzt gerichtet ist, dann fällt aus der Gleichung (2) das L fort und die Lösung der Gleichung wird:

$$q = Qe^{-\frac{t}{Cr}}.$$

In diesem Falle kann eine hin und her pendelnde Bewegung der elektrischen Massen nicht stattfinden.

Wie oben gesagt, sind die Wurzeln λ und λ reell oder imaginär, je nachdem C grösser oder kleiner als $\frac{4L}{r^2}$ ist. Wird daher der Widerstand r zuerst sehr gross genommen, so ist anfangs die Entladung kontinuierlich; wird der Widerstand r dagegen verkleinert, so wird bei dem „Grenzwiderstande" $r_g = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ die Entladung oszillatorisch.

Die Schlussfolgerungen hieraus sind, dass, wenn man

$$\int_0^\infty i^2\, dt = z$$

und

$$\int_0^\infty i\, dt = y$$

setzt, die mittlere Intensität des Entladungsstromes ist:

$$\mathfrak{J}_m = \frac{z}{y}$$

und die Entladungsdauer

$$T = \frac{y^2}{z}.$$

Aus den Gleichungen (4 und 5) folgt aber, dass

$$z = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{rC} \quad \text{und} \quad y = Q.$$

Dann ist z auch proportional der im Schliessungskreise erzeugten Wärmemenge, y seiner elektromagnetischen Wirkung.

Endlich ist:

$$\mathfrak{J}_m = \frac{Q}{2rC}; \quad T = 2rC.$$

Daher ist die Intensität des Entladungsstromes der Quantität Q direkt, dem Widerstande des Entladungskreises und der Kapazität C umgekehrt proportional.

Wird der Kondensator von einem sinusförmigen Wechselstrom geladen, etwa nach dem Schema (Fig. 1), so wird in den Lehrbüchern meistens angegeben, dass die Entladung sich einfach, wie die Kurve 1 (Fig. 2), zeigt, vollzieht.

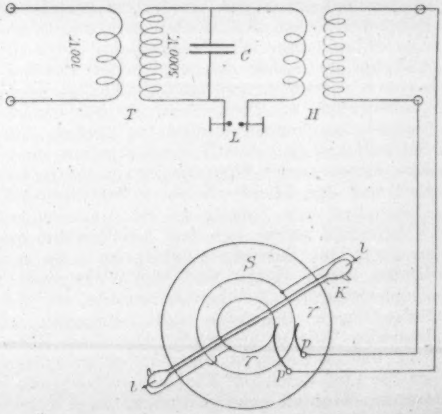


Fig. 1.

Ein Blick auf obige theoretische Auseinandersetzung lehrt aber, dass dies keineswegs immer der Fall sein kann. Darnach würde die Entladung des Kondensators an dem höchsten Punkte *a* der Stromkurve stattfinden und dann nach einer grossen Anzahl Oszillationen auf Null herabsinken, um dann bei *b* wieder einzusetzen. Andrews hat nun ein Verfahren angegeben, welches zeigt, dass sich der Vorgang nicht in dieser einfachen Weise abspielt. Diese Anordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. An einer Wechselstromleitung mit 100 Volt und 58 Perioden ist ein Transformator *T* angeschlossen, wodurch die Spannung bis auf 5000 Volt hinauf transformiert wurde. Der Kondensator *C* ist an die Sekundärklemme dieses Transformators angeschlossen und wird vom letzteren geladen. Der Kondensator entladet sich durch die aus einigen dicken Windungen bestehende Primärwickelung des Hochfrequenztransformators *H*, und zwar in üblicher Weise durch die Luftstrecke *L*. Die Kontakte dieser Funkenstrecke bestanden aus Platin, nicht wie sonst gebräuchlich aus Zink, um auch bei kürzerer Luftstrecke ebenfalls arbeiten zu können. Die Sekundärklemmen des Hochfrequenztransformators führen zu den Schleifringen *r r*, welche isoliert auf der Ebonitscheibe *S* befestigt sind. Quer über diese Scheibe ist eine Vakuumröhre *K* befestigt, welche aus einer Kapillarröhre von ca. 0,25 mm Bohrung gebildet ist. An den Enden dieser Röhre sind Platinelektroden *l l* eingeschmolzen, welche andererseits mit den Schleifringen verbunden sind. Nebenher sei bemerkt, dass es notwendig war, diese Röhre von beiden Enden aus evakuieren zu müssen, da die Luft durch die Kapillare zurückgehalten wurde; dennoch gelang es nicht, zwei Röhren gleichmässig auszupumpen, sondern jede Röhre bekam eine andere Färbung, sogar an einigen Röhren war die eine Hälfte grünlich, während die andere Hälfte noch violette Färbung zeigte.

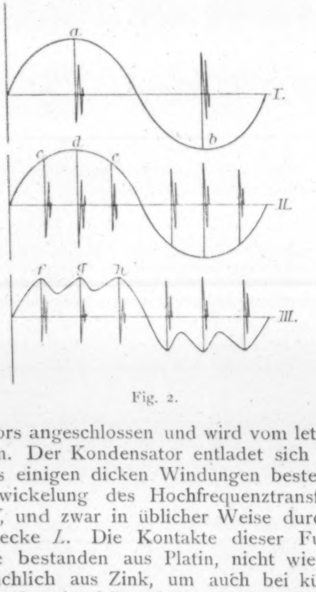


Fig. 2.

Die Scheibe konnte mittels eines Synchronmotors, welcher vom Wechselstromnetz aus gespeist wurde, in Rotation versetzt werden, derart, dass sich die Scheibe in gewissem Takt zu den Entladungen des Kondensators bewegte.

Wurde nun zunächst der Apparat in Gang versetzt bei stillstehender Scheibe, so waren die Entladungen durch Aufflackern der Röhre weithin sichtbar. Drehte sich die Scheibe, so wurden radiale Lichtstreifen sichtbar, wie die photographische Aufnahme (Fig. 3) zeigt. Jeder Streifen entspricht einer Serie von oszillatorischen Entladungen; macht nun die Scheibe z. B. eine Umdrehung während 4 Perioden des Wechselstromes, so entstehen 8 radiale Streifen, wie Fig. 3 zeigt, 4 und 4 zu einem Bündel vereinigt. Fig. 4 zeigt die Entladungen während 3 halber Perioden.

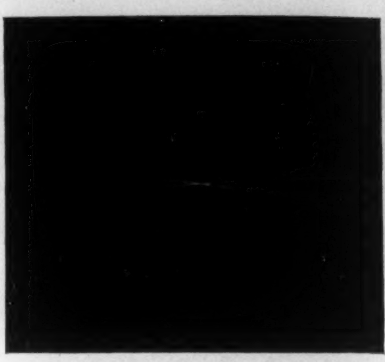


Fig. 3.

Wird der Widerstand *r*, Gleichung (3), durch Veränderung der Funkenstrecke verändert, so

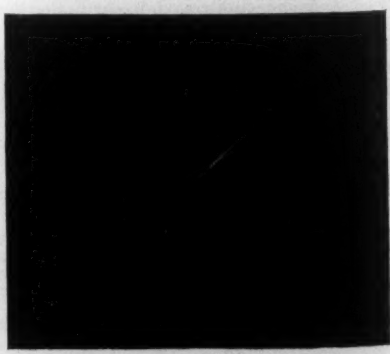


Fig. 4.

wechselt auch das Entladungspotential des Kondensators; vergrössern wir die Luftstrecke L (Fig. 1), so wird der Widerstand r erhöht und der Grenzwiderstand r_g ist erreicht, wenn nur eine Entladung in jeder Halbperiode stattfindet. Die Wirkung der Selbstinduktion wird nämlich, wie vorhin gezeigt, durch den Widerstand r kompensiert, so dass der Kondensator auf ein höheres Potential geladen werden muss, um den vergrösserten Widerstand überwinden zu können und eine Entladung hervorzurufen. Vermindern wir die Luftstrecke, so findet die Entladung statt, ehe der höchste Punkt der Spannungskurve erreicht ist, wie beim Punkte c, Kurve II

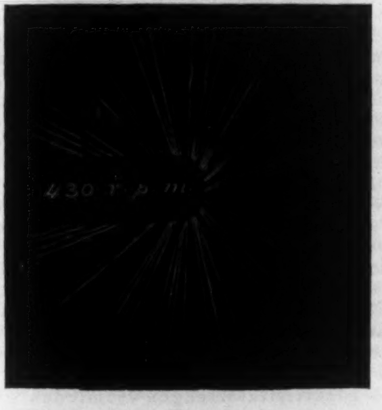


Fig. 5.

(Fig. 2). In Fig. 5 ist ein Stern wiedergegeben, wenn die Scheibe 430 Umdrehungen pro Minute oder 7,18 pro Sekunde machte; während einer halben Umdrehung der Scheibe ergaben sich 8 Strahlenbündel, entsprechend 4 Perioden oder 8 Halbperioden bei 58 periodigem Wechselstrom:

$$\frac{58}{7{,}18} = 8 \ ca.$$

(Dass die Division nicht ganz aufgeht, rührt daher, dass die Periodenzahl nicht ganz genau 58 betrug.)

Aus den früheren Gleichungen ersehen wir, dass es möglich ist, die Anzahl der Hauptentladungen pro Periode nicht nur durch Änderung des Widerstandes in der Luftstrecke zu erhöhen, bezw. zu erniedrigen, sondern auch durch Veränderung der Kapazität oder der Selbstinduktion.

Die Darstellung der Wellenform, wie sie in 1 und 2 (Fig. 2) gezeigt sind und wie sie auch sonst meistens dargestellt werden, ist aber nicht mit der Thatsache übereinstimmend. Denn wäre das der Fall in z. B. No. 2 (Fig. 2), dass die Spannungskurve nach der ersten Entladung im Punkte c weiter ansteigen würde, so würde ja das Entladungspotential des Kondensators bereits überschritten sein und es würde eine fortwährende Lichtbogenentladung bis zum Punkte e ohne Oszillationen über d stattfinden. Der Vorgang spielt sich vielmehr so ab, wie es in No. 3 (Fig. 2) gezeigt ist: die Spannung fällt nach der ersten Entladung bei f bis zu einem gewissen Betrag herab, weil der äussere Widerstand durch den in der Luftstrecke entstandenen Entladungsbogen herabgesetzt wird. Nach dieser ersten Entladung steigt sie rasch wieder bis zum g heran, d. h. bis sie denselben Wert wie in f erreicht hat, wobei die zweite Entladung stattfindet, u. s. w. In anderer Weise lässt sich der Vorgang nicht erklären.

Schenectady U. S. A., 25. Januar 1903.

(Eingegangen 18. März 1903.)

Über Spitzenausströmungen infolge von Teslaentladungen.

Von K. v. Wesendonk.

Nachdem Verfasser bei schnellen elektrischen Schwingungen, von einem Blondlotschen Erreger in parallelen Drähten hervorgerufen, wie bei sogenannten Seitenentladungen die überwiegende positive Ausströmung untersucht[1]), war es für ihn von Interesse, dieselbe Erscheinung auch bei einem eigentlichen Teslaschen Transformator zu beobachten. Es wurde hierzu schon vor einiger Zeit von Herrn Mechaniker Gebhardt hier nach den Angaben des Herrn Himstedt[2]) ein solcher Apparat angefertigt. Auf eine Glasröhre von 38 mm äusseren Durchmesser und gegen 400 mm Länge wurden 10 Windungen eines 4 mm dicken Drahtes (von vorn gesehen) von links nach rechts (wie Uhrzeiger) gewunden (Steighöhe ca. 1 cm), die Drahtenden verlaufen eine Strecke weit geradlinig parallel der Achse der obengenannten Glasröhre, biegen dann rechtwinklig um und tragen Klemmschrauben zur Aufnahme der Zuleitungsdrähte α und β (Fig. 1). Über diese primäre Rolle (bei AB Fig. 1 schematisch angegeben) ist eine Ebonitröhre geschoben 440 m lang und von einer Wandstärke[3]) von ca. 7—8 mm, dieses um den Funken genügenden Widerstand gegen Durchschlagen zu leisten. Auf besagte Ebonitröhre ist dann die sekundäre Rolle (CD Fig. 1) in demselben Sinne wie die primäre gewickelt, und zwar 200 Windungen eines 1 mm dicken Drahtes, deren Abstand ebenfalls 1 mm beträgt. Die Drahtenden sind an Ebonitklötzchen angebracht, welche sich auf

1) Naturw. Rundsch. **10**, 401—404, 1895; Wied. Ann. **66**, 340—345, 1898; Diese Zeitschr. **2**, 529, 1901.

2) Himstedt, Wied. Ann. **52**, 476, 1894.

3) Innerer Durchmesser ca. 46 mm, äusserer ca. 62 mm bei der Ebonitröhre.

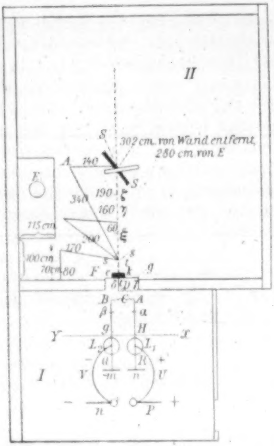


Fig. 1.

der Ebonitröhre befinden. Der ganze Transformator wurde in einen mit Paraffinöl mehr oder minder angefüllten Steinguttrog versenkt, sodass nur die vier Drahtenden der primären wie sekundären Rolle daraus hervorragten. Als Elektrizitätsquelle diente eine grössere Vosssche Influenzmaschine, die aber nebst Verstärkungsflaschen und Teslatransformator in einem gesonderten Raume (*I* Fig. 1) aufgestellt wurde, getrennt von der ausstrahlenden Spitze und den zur Beobachtung nötigen Elektroskopen und Elektrometern. Die direkte Influenz seitens der geladenen Systeme ebenso, wie die von denselben ausgehende elektrisierte Luft, kann nämlich besonders bei feineren Messinstrumenten im hohen Grade störend wirken. Wie Fig. 1 zeigt, befand sich die Influenzmaschine, deren Pole bei *P* und *N* angedeutet in einem Zimmer *I*, dessen Thüre durch ein mit Stanniol überzogenes Brett *FG* ersetzt worden war. Ein rechteckiger Ausschnitt (ca. 275 mm hoch und 155 mm breit) bei *lk* ist durch einen Paraffinklotz ca. 35 mm dick verschlossen. Eine Öffnung in demselben erlaubt einem Leiter *tt*, der vorn im Raum *II* die ausstrahlende Spitze *s* trägt, den Eintritt in das Beobachtungszimmer *II*. L_1 und L_2 sind zwei grössere Verstärkungsflaschen[1]), deren innere Belegungen je mit einem der Pole der Maschine in Verbindung stehen. Die äusseren Belegungen befinden sich isoliert auf Paraffinklötzen und sind durch dicke Drähte *H* und *J* mit den Klemmen α und β der primären Rolle verbunden. Ausserdem führen von den inneren Belegungen dicke Drähte *Q* und *R* zu den 10 mm dicken isolierten, vorn abgerundeten Zinkstäben *m* und *n*, zwischen denen sich der die elektrischen Schwingungen liefernde Funke bildet. Die Schlagweite betrug stets, soweit nicht besonders etwas anderes angegeben, 15 mm, eine Grösse, die sich bei Vorversuchen als recht günstig in Bezug auf die Wirkung ergeben hatte. Als Leiter *tt* diente zunächst einfach eine Stricknadel, deren eines Ende man durch eine Klemmschraube mit dem einen Ende δ der sekundären Transformatorrolle in Verbindung brachte, während an dem anderen im Raume *II* befindlichen Ende bei *s* eine mittelfeine, als Spitze für die Ausströmungen dienende Nähnadel angelötet wurde. Den zweiten Pol der sekundären Rolle γ leitete man für gewöhnlich durch eine kurze nasse Schnur zur Erde ab, um so Anhäufungen von Elektrizität in der sekundären Rolle zu vermeiden. Bekanntlich hat ja eine solche nasse Schnur auf schnelle elektrische Schwingungen so gut wie keinen Einfluss. Ebenso wurde das Drahtsystem der primären Rolle durch eine nasse Schnur zur Erde abgeleitet. Man erreichte es auf diese Weise, indem alle Anhäufungen von Elektrizitätsmengen vermieden wurden, dass an der Spitze mit grosser Regelmässigkeit und Sicherheit positive Ausstrahlungen sich zeigten, auch wenn die Symmetrie in dem geladenen Systeme keineswegs gewahrt erschien. Herr Himstedt[2]) hat den Einfluss von Mängeln in der Symmetrie gelegentlich etwas näher diskutiert. Ohne die genannten Ableitungen können sie in der That sehr störend wirken, und ganz verschiedene Vorzeichen für die Ausstrahlungen sich je nach Umständen ergeben. Bei der vom Verfasser[3]) getroffenen Anordnung erhält man Unterschiede nur noch insofern, als die ausgeströmten Mengen positiver Elektrizität grösser oder kleiner ausfallen, wenigstens solange die Entfernung zwischen der Spitze und dem auffangenden Systeme innerhalb gewisser Grenzen bleibt. Im 3. Jahrgange dieser Zeitschr., S. 462,

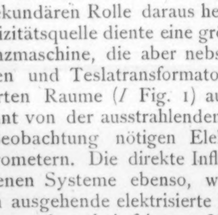


Fig. 2.

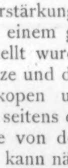


Fig. 3.

1) Äussere Belegung hat ca. 41 cm Umfang und 37 cm Höhe.

2) Wied. Ann. **68**, 295—298, 1899.

3) Gegenüber Herrn Pflüger (Wied. Ann. **60**, 772, 1897) möchte bemerken, dass ich nach meinen Erfahrungen es nicht als wesentlich betrachte, den anderen als den ausstrahlenden Pol abzuleiten, sondern nur, dass die sekundäre Spule überhaupt abgeleitet wird. Sehr wichtig erschien mir die Ableitung der primären Spule.

hat Verfasser kurz darauf hingewiesen, dass man solche Teslaentladungen erhalten kann, bei denen mit dem **Exnerschen** Elektrometer keine **negativen** Ausströmungen mehr nachzuweisen sind bei zunehmender Entfernung der Spitze von der Auffangsplatte. Die **positive** Strahlung erschien dabei am schwächsten, wenn die äussere Belegung der **positiven** elektrisierten Verstärkungsflasche (wie *P* in Fig. 1) mit demjenigen Ende des Transformators (wie bei *a* in Fig. 2) verbunden war, an dem sich die ausströmende Nadel **nicht** befand. Man verstärkte nun die Unsymmetrie noch künstlich dadurch, dass man den einen oder anderen Pol der Influenzmaschine durch eine nasse Schnur ableitete. Auch jetzt noch erhielt man regelmässig **positive** Ausströmungen, die bei isoliertem **positivem** Pole anscheinend am schwächsten ausfielen bei der obengenannten Verbindungsart (eben wie in Fig. 1). Aber auch unter solchen Umständen noch, wenn eine auf Paraffin isolierte, mit dem **Exnerschen** Elektrometer verbundene kreisförmige Metallscheibe von 75 mm Durchmesser in 53 cm Entfernung in der Richtung ($\xi\,\eta\,\zeta$ Fig. 1) der Nadel von deren ausströmender Spitze abstand, ergab sich deutlich Aufnahme **positiver** Elektrizität. Man verfährt bei solch kleinen Effekten zweckmässig so, dass man das **Exnersche** Elektrometer vor dem Versuche **positiv** oder **negativ** elektrisiert, und zusieht, bei welchem Vorzeichen die Ladung dauernd abnimmt. In grösseren Entfernungen Spitze—Platte zeigte sich dann nichts Deutliches mehr, und Verfasser ersetzte daher das **Exnersche** Elektrometer durch ein solches[1]) nach **Dolezalek**[2]) (*E* Fig. 1) von Mechaniker Bartels-Göttingen konstruiertes, dessen Isolierungen aus Bernstein bestehen. Zum Auffangen der ausgestrahlten Elektrizität dienten jetzt teils die obengenannte Scheibe, teils eine ebenfalls auf Paraffin isolierte grössere runde Metallplatte von 240 mm Durchmesser, teils eine kleinere runde in einem Bernsteinhalter[3]) zu befestigende Messingscheibe (80 mm Durchmesser)[4]), endlich ein Wassertropfenkollektor oder eine Flammensonde (wie sie Herr **Exner** seinerzeit angegeben). Zu diesen Versuchen ist es aber nötig, dass das mit Stanniol überzogene Brett *FG* recht dicht abschliesst, Ritzen und Fugen sind mit Watte und Stanniol zu verstopfen u. s. w., denn sonst dringt von der Maschine aus elektrisierte Luft in den Beobachtungsraum und macht das Arbeiten dort illusorisch. Ist der **positive** Pol der Maschine abgeleitet z. B., so kann es leicht geschehen, dass relativ grosse Mengen **negativer** Elektrizität nach *II* gelangen, entsprechend bei abgeleitetem **negativen** Pol **positiv** geladene Luft. Diese Ladungen sind auch durch Auslüften nicht immer schnell zu entfernen, und daher doppelt störend. Auch empfiehlt es sich einen in Fig. 1 bei *XY* angedeuteten abgeleiteten Schirm vor den Flaschen anzubringen[1]), um eine direkte Influenz durch das Paraffinfenster *lk* auszuschliessen. Auch im Beobachtungsraume wurden passende abgeleitete metallische Schirme eingeführt, die störende Einflüsse auf das Elektrometer (schon seitens des Beobachters u. s. w.) möglichst vermeiden sollten. Auch wurde die Stricknadel, welche als Leiter *tt* diente, da an ihr bereits innerhalb *I* leuchtenden Entladungen auftraten[2]), welche eventuell den Effekt in *II* beeinträchtigen konnten, durch einen geeigneten dicken metallischen Zuleiter ersetzt, an dem vorn im Raume *II* die ausstrahlende Nadel eingeschraubt wurde, Fig. 2, woselbst *PP* das Paraffinfenster darstellt.[3]) Auch der andere Pol wurde so eingerichtet, dass keine oder fast keine Lichterscheinungen mehr sich zeigten. Stellte man nun eine auffangende Platte der Nadel gerade gegenüber in der Richtung ($\xi\,\eta\,\zeta$ Fig. 1) 60 cm, 80 cm, 115 cm, 140 cm, 180—190 cm entfernt, so zeigte sich (natürlich mit abnehmender Stärke bei zunehmender Entfernung) stets entschieden **positive** Ladung. Etwa 400—600 Skalenteile und mehr, d. h. bis zum Verschwinden der Skala aus dem Gesichtsfelde, betrug die Verschiebung, wenn man das Funkenspiel einleitete und anhalten liess, mochte man nun den **positiven** oder **negativen** Pol an der Influenzmaschine ableiten. Aber auch bei seitlicher und schief gerichteter Verschiebung des Auffangkörpers traten stets **positive** Ladungen auf, wenn man dabei die obengenannten Vorsichtsmassregeln traf. In Fig. 1 sind einige solche Stellungen angedeutet. *A* ist in schiefer

1) Eine von **Bartels** gelieferte Ladesäule mit Absstecknadel nach **Dolezalek** diente zum Laden der Nadel des Elektrometers. Die Empfindlichkeit wurde so reguliert, dass beim Abstande der Skala (*S* Fig. 1) nebst Ablesefernrohr von ca. 280 cm ein hoher **Daniell** ca. 70 mm Skalenteile Ausschlag lieferte.

2) Zeitschr. f. Instrumentenk. 1901, S. 345 u. f.

3) Von Günther & Tegetmeyer in Braunschweig bezogen.

4) Dabei ist aber zu bedenken, dass auch der Draht zum Elektrometer als Sonde wirkt, und zweckmässig nicht näher der Spitze sein soll als die Auffangsplatte.

1) Elektrische Schwingungen, die in Drähten, welche mit dem Elektrometer in Verbindung stehen, erregt werden, scheinen unter Umständen störend auftreten zu können. Es empfiehlt sich, für die verschiedenen nötigen Ableitungen mehrere möglichst unabhängig zur Wasserleitung führende Drähte zu verwenden.

2) Ebenso wie an den Drahtenden der sekundären Transformatorrolle.

3) Der Zuleiter bestand aus einer 10 mm dicken (Fig. 2) bei *b* umgebogenen Messingröhre *a b c*, deren horizontaler ca. 30 cm langer Teil bei *c* geschlossen, woselbst die ausstrahlende Spitze aufzuschrauben ist. Unterhalb erweitert sie sich trichterförmig (*d e f*), sodass man sie über das eine Ende der sekundären Transformatorrolle (und die dieses tragende Ebonitsäule) schieben kann, *g g* ist ein Ebonitring, welcher unter das Paraffinöl zu liegen kommt, $\alpha\,\beta$ ist ein bei β angelöteter Draht, der zur Verbindung mit dem sekundären Drahtende dient innerhalb des Trichters *d e f*. Über das andere Ende der sekundären Rolle wird ein Leiter, wie Fig. 3, geschoben.

Richtung um 340 cm von der Nadelspitze[1]) entfernt und in senkrechtem Abstande von der Richtung der Nadel (mit $\xi\eta\zeta$ angedeutet) um 140 cm. Für *B* gilt entsprechend 200 cm und 160 cm, *C* ist schief 170 cm entfernt und 80 cm senkrecht zu der Wand hin. Bei + an der Tischecke und bei * 70 cm von der Wand entfernt (nahe bei +) wurde auch wiederholt beobachtet, mit dem Erfolge positiver Ladungen wie in den anderen Lagen. (300 mm positive Verschiebung z. B. bei dem Wasserkollektor.)

In der Stellung *A* z. B. erreichte man leicht mit der grösseren Auffangscheibe bei isoliertem positiven Maschinenpole eine vom Nullpunkte des Elektrometers ab gerechnete positive Verschiebung um 175 mm (Skalenteile), bei isoliertem negativen Maschinenpole eine ebensolche positive von 240 mm, doch konnte man auch 390 mm erreichen bei anhaltendem Funkenspiele. Der Wasser- eventuell auch ein Flammenkollektor zeigen dabei ebenfalls mit aller Entschiedenheit positive Wirkungen der elektrischen Ausströmungen an, welche auch nach dem Aufhören des Funkenspieles noch fortdauern. Es stellt sich also im Raume *II* infolge der Teslaentladungen ein positives Potential ein[2]), sowohl bei isoliertem positiven wie negativem Pole der Influenzmaschine. Dabei ist zu beachten, dass die nach Herrn Himstedt getroffene Einrichtung durchaus nicht das Maximum der Wirkung ohne weiteres ergiebt. Dazu gehört Resonanz zwischen primärem und sekundärem Schwingungskreise, worüber ja Herr Drude in seinen trefflichen Untersuchungen eingehend gehandelt. Von solcher Resonanz scheint Verfassers Anordnung ziemlich weit entfernt zu sein, es kam aber bei den vorliegenden Untersuchungen ganz und gar nicht darauf an, für die ausströmende Spitze besonders hohe Spannungen zu erreichen. Im Gegenteil erscheint das obige Resultat einer soweit reichenden positiven Ausströmung um so interessanter, wenn solches nicht der Fall. Hielt man vor die strahlende Spitze eine abgeleitete Platte, so hörten schon bei 35 mm Entfernung die Funken auf. Bei freier Ausströmung in den Raum *II* zeigte sich an der Spitze der Nadel ein baumartiges, aus wenigen dickeren Ästen bestehendes Lichtgebilde, das an einen positiven Büschel erinnert, ohne aber die gewöhnliche bekannte charakteristische Gestalt völlig anzunehmen, die ja zumeist zahlreiche feinere Verästelungen zeigt. Nähert man eine abgeleitete Platte der Nadel, sodass die leuchtende Erscheinung bis zu ihr reicht, so nähert sich das Gebilde mehr der typischen Form. Es ist aber nach dem Obigen keineswegs notwendig, dass das Lichtgebilde bis zur Auffangplatte reicht, um positive Ladung zu erhalten. Die Nadel selbst erscheint wie mit leuchtenden Borsten besetzt. Es wurden übrigens in der Stellung *A* auch mit Funken von nur 10 mm Länge ganz ausgesprochen positive Wirkungen erhalten.

Sollte es Verfasser nach veränderter Aufstellung der Apparate in Zimmer *II* gelingen, noch auf grössere Entfernungen hin positive oder negative charakteristische Wirkungen mit Teslaentladungen zu erhalten, so wird er sich gestatten, weiter darüber zu berichten.

Zum Vergleiche wurden, wie das in letzter Zeit ja mehrfach geschehen, Versuche über die Entladungen eines älteren Ruhmkorffschen Funkeninduktors angestellt. Die grössten dabei vorkommenden Spannungen gaben zwischen Kugelelektroden von 1 cm Durchmesser Funken von 6—7 cm. Dabei wurde, während der eine Pol des Induktoriums beständig abgeleitet blieb, der andere mit einer in genügender Entfernung[1]) isoliert aufgestellten feinen Nadelspitze verbunden, der in veränderlicher Entfernung eine Messingplatte von fast 15 cm Durchmesser gegenüberstand, diese verband man dann je nach Bedarf mit einem Braunschen, Bentzschen oder Exnerschen Elektrometer. Der isolierte Pol des Induktoriums wurde durch Kommutieren des primären Stromes bald zur Anode bald zur Kathode des Öffnungsstromes cet. par. gemacht. Liess man den am Instrument angebrachten Wagnerschen Hammer arbeiten und verwendete relativ starke primäre Ströme, so zeigte sich das folgende, wohl etwas unerwartete Resultat: Auch bei grösseren Abständen Spitze—Platte erhält die Auffangplatte, im Falle die Nadel Anode des Öffnungsstromes mehr positive Ladung, als im umgekehrten Falle negative.[2]) Das ändert sich mit abnehmender Spannung resp. Schwächung des primären Stromes und man kann leicht

1) Die Nadelspitze lag 95 cm über dem Fussboden und ragte zumeist 11 cm über das Paraffinfenster nach *II* hinein hervor.

2) Wenn z. B. die Ausströmungen am Wasserkollektor (in *A* aufgestellt) einen positiven Ausschlag von 450 mm gegeben hatten, man dann das Funkenspiel einstellte, so verblieb nicht nur ein solcher Ausschlag längere Zeit mit nur geringer Abnahme bei laufendem Wasserstrahle bestehen, sondern wenn man ableitete und bald wieder isolierte, so fand sich (bei laufendem Strahle) wieder ein Ausschlag von 330 mm. Der Raum *II* ist also wirklich positiv geladen, was sich mit der Zeit besonders nach Auslüften allmählich verliert.

1) Besonders bei Anwendung empfindlicherer Elektrometer kann nämlich eine direkte Einwirkung des Induktoriums sich geltend machen, wenn auch die ausströmende Nadel garnicht mit dem isolierten Pole verbunden.

2) Z. B. bei Abstand Spitze—Platte 10 cm keine Funken, nur schöner grosser Büschel bei positiver Entladung, ladet sich Platte dauernd (d. h. nachdem Thätigkeit des Induktors eingestellt) positiv zu ca. 1750 Volt, negativ nur 1200 bis 1250 Volt. Ähnlich bei 6 cm Entfernung Spitze—Platte, bei 37,5 cm Abstand ist mit Goldblattelektroskop die Überlegenheit der positiven Ausstrahlung deutlich zu konstatieren. Dagegen bei 3 cm Abstand scheint negative Ausströmung in Vorteil, wenn man Funken vermeidet.

beobachten, wie dann die negative Ausströmung die Oberhand gewinnt, so bei Spannungen die 2—3 cm Funkenlänge zwischen 1 cm dicken Kugeln der Funkenmikrometer liefern. Wenn man statt des Wagnerschen Hammers einen rotierenden Unterbrecher, wie er an den Doveschen Disjunktor (Wiedemann, Elektrizität **4**, 6 und 7, 1898) angebracht, verwendet, so ist stets die negative Elektrizität im Übergewicht.[1]) Alsdann ist aber die Spannung freilich nur noch relativ sehr gering, der rotierende Unterbrecher liefert zwischen Kugeln von 1 cm Durchmesser nur Funken von einigen Millimetern Länge unter den gegebenen Umständen. Bei stärkeren Potentialen traten übrigens sehr leicht noch an anderen Stellen als an der Nadelspitze leuchtende Ausströmungen ein. Um diese zu vermeiden, wurden Zuleitungen u. s. w. mit Gummihüllen umgeben, sodass nur die Nadel frei hervorragte.[2]) Später ersetzte man diese Einrichtung durch eine 140 cm lange ca. 1 cm dicke Metallröhre, welche, mit einem Endtrichter versehen, über die isolierte Elektrode des Induktoriums gestülpt wurde, während das (isoliert gestützte) andere Ende die Nadel trug. Die Resultate blieben wesentlich dieselben.

In den primären Stromkreis wurde ferner ein rotierender, auf die Schwungmaschine zu montierender Kommutator eingeschaltet, der bei einer Umdrehung zwölf Stromwechsel bewirkte. Je nach der Schnelligkeit des Drehens konnte man also leicht 30—50 Kommutationen in der Sekunde erreichen, ebenso oft wurde also der isolierte Pol des Induktoriums Anode resp. Kathode für den Öffnungsstrom. Die erzielte Wirkung blieb stets nur schwach, der Abstand Spitze — Platte musste auf wenige Centimeter beschränkt werden, ergab dann aber stets eine negative Ladung des mit der Platte verbundenen Elektroskopes.

Versuche, wie die hier mit dem Induktorium ausgeführten leiden an der Ungenauigkeit, dass sie sehr von der Art der Stromunterbrechung (Gang des Wagner-Hammers u. s. w.) abhängig sind in ihren Ergebnissen. Indessen scheint Verfasser doch daraus deutlich folgendes hervorzugehen. Die Überlegenheit der positiven Entladungen ist nur da vorhanden, wo die disruptiven (eigentlichen Büschelentladungen) in den Vordergrund treten, während bei dem mehr kontinuierlich dahinfliessenden Spitzenlichte die negative Elektrizität bei weitem im Vorteil ist, auch bei kleinen Entladungsstrecken.

1) Mit Ausnahme vielleicht von ganz kleinen Entfernungen Spitze—Platte, wo negative wie positive Funken entstehen, doch war zumeist auch hierbei die negative Elektrizität überlegen.

2) Etwaige Ladungen, die der Gummi annehmen konnte, hatten keinen wesentlichen Einfluss (durch Influenz) auf die polare Verschiedenheit der Einstellung der Elektrometer, wie man durch Verhalten einer abgeleiteten Platte vor die Nadelspitzen achweisen konnte.

Schnelle Stromwechsel wie bei den Teslaentladungen, ebenso wie (wenigstens relativ) hohe Potentiale scheinen der Ausbildung solcher starker disruptiver Ausströmungen günstig zu sein und die mehrfach studierten positiven Wirkungen dadurch zu bedingen.

(Eingegangen 20. April 1903.)

Zur Polarisation der Röntgenstrahlung.

Von Robert v. Lieben.

Die folgenden Versuche, die zum Studium der von Blondlot entdeckten Polarisation[1]) der Röntgenstrahlen unternommen waren, haben ergeben, dass nur ein Teil der aus der Röntgen-Röhre austretenden Strahlung als polarisiert zu betrachten ist.

Während Blondlot als Analysator eine kleine, sehr fein verstellbare Funkenstrecke benützte, wurde in den nachfolgenden Versuchen die Wirkung der Röntgenstrahlen auf einen Metallspiegel beobachtet, der, wenn er sich im Vakuum befindet, bekanntlich Kathoden-[2]) und Sekundärstrahlen entsendet. Dieses Phänomen scheint völlig analog der Wirkung, die ultraviolettes[3]) Licht oder Licht aus dem Bereich des sichtbaren Spektrums[4]) an Metallspiegeln im Vakuum hervorruft. Wie nun bei den lichtelektrischen Erscheinungen der Einfluss der Richtung der Lichtschwingungen gegen eine spiegelnde Metallkathode, in Bezug auf den erzeugten photoelektrischen Strom, schon nachgewiesen worden ist[4]), so war dieser Einfluss auch bei der Röntgen-elektrischen Erscheinung zu vermuten, falls nur die Röntgenstrahlung merkbar polarisiert war, und die Oberfläche des Metalles eben genug gemacht werden konnte. Die Anordnung des Versuches zur Erzeugung der Kathoden- und Sekundärstrahlen an dem Metallspiegel, sowie ihr photographischer Nachweis, war der von Dorn angegebenen[5]) nachgebildet.[6]) Nur wurde, statt der festen Metallspiegel (Blei, Platin etc.), die Dorn anwandte, ein solcher aus reinem Quecksilber gewählt, um die Oberfläche möglichst glatt zu bekommen.

Die Anordnung war, wie aus der Fig. 1 ersichtlich, derart getroffen, dass die Röntgen-Röhre *R* ihre Strahlen gegen die 14 mm dicke

1) C. R. **136**, 284.

2) E. Dorn, Archives Néerlandaises **5**, 595, 1900; Sagnac, C. R. **128**, 300, 1899; Curie et Sagnac, C. R. **130**, 1013, 1900.

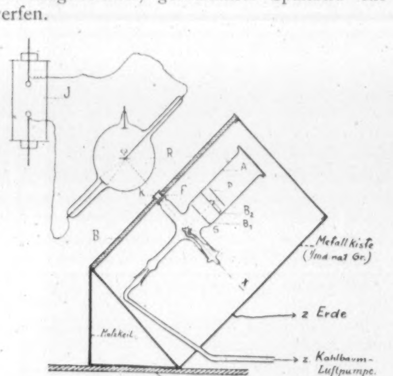
3) Lenard, Ann. d. Phys. **2**, 359, 1900.

4) Elster u. Geitel, Wied. Annalen **55**, 684, 1895.

5) E. Dorn, Archives Néerlandaises **5**, 595, 1900.

6) Zur Erzeugung der für die Versuche nötigen kräftigen Röntgenstrahlung wurde ein Induktorium der Firma Reiniger, Gebbert & Schall mit einer Schlagweite von 45 cm benutzt, das mit einem Quecksilberstrahl-Unterbrecher der gleichen Firma betrieben wurde.

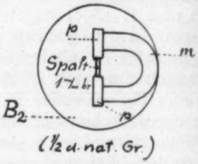
Bleiwand B einer lichtdichten zur Erde abgeleiteten Metallkiste warf. Ein kreisrundes, mit einem Korkstopfen K verschlossenes Loch (von 10 mm Durchmesser) in der Bleiplatte gewährte den Strahlen den Eintritt in den mit einem dünnen Aluminiumfenster (0,1 mm) F versehenen evakuierbaren Glasapparat A. An der Quecksilberoberfläche S (die in der Fig. 1 z. B. einen Winkel von 45^0 mit der Richtung der Röntgenstrahlen ax einschliesst) entstehen nun die Kathoden- und Sekundärstrahlen in ziemlich diffuser Weise. Durch Abblendung mittels zweier einen Spalt enthaltender Bleiplatten B_1, B_2 wurde das Strahlenbündel scharf begrenzt und gelangte dann auf die zu den Blei-Blenden parallele photographische Platte P. Auf der oberen der beiden Blenden B_2 war ein kleiner Hufeisenmagnet m (Fig. 2) derart befestigt, dass der Blendenspalt seiner Länge nach die beiden Polschuhe p verband. Infolge dieser Anordnung wird die Strahlung, ehe sie die photographische Platte trifft, in die unablenkbare Sekundärstrahlung und die ablenkbare Kathodenstrahlung zerlegt. Beide Strahlenarten erscheinen daher getrennt auf der photographischen Platte. Die Sekundärstrahlen geben ein scharf begrenztes Spaltbild, während die Kathodenstrahlen infolge ihrer ungleichen Geschwindigkeit ein stark verbreitertes und (wegen der Inhomogenität des Magnetfeldes) gekrümmtes Spaltbild entwerfen.



A = evak. Glasapparat.
B_1 = Bleiblende.
B_2 = „ mit Magnet.
P = photographische Platte.
S = Quecksilberspiegel.
F = Aluminiumfenster (0.1 mm).
B = Bleiplatte (14 mm st.).
K = lichtdichter Abschluss (Kork).
R = Röntgenröhre.
J = Induktor.

Fig. 1.

Man war so in der Lage, die den einfallenden Röntgenstrahlen korrespondierende Sekundär- und Kathodenstrahlung hinsichtlich ihrer Intensität, die Kathodenstrahlung aber ausserdem noch bezüglich ihrer Geschwindigkeit zu untersuchen. Ehe man aber auf die verschiedene Wirkung eingeht, die der polarisierte Röntgenstrahl bei der Drehung um seine Achse ausübt, kann man vorher fragen, ob, wie beim Lichte auch bei der Röntgenstrahlung ein Einfluss des Einfallswinkels auf den elektrischen Effekt existiert. Dieser Einfluss besteht und war auch zu erwarten, selbst wenn die Röntgenstrahlung gar nicht polarisiert war, da er bloss an die Transversalschwingung, nicht aber an die Schwingung in einer Ebene gebunden ist.



B_2 = Bleiblende.
m = Hufeisenmagnet.
p = Polschuhe.

Fig. 2.

In folgendem soll der an dem Quecksilberspiegel hervorgebrachte Effekt immer unter vergleichbaren Umständen 1. bezüglich der Variation des Einfallswinkels, 2. bezüglich der Drehung der Polarisations-Ebene, 3. bezüglich der Änderung des Härtegrades der Röntgen-Röhre beschrieben werden. Vorausgeschickt sei jedoch, dass die meisten der folgenden Versuche vorläufig nur qualitativer Natur sind.

1. Einfallswinkel.

Schon Vorversuche hatten gezeigt, dass der Einfluss, den der Unterschied im Härtegrade der Röntgenstrahlung, in Bezug auf Sekundär- und Kathodenstrahlung, hervorbrachte, ein sehr beträchtlicher war. Wollte man daher vergleichende Versuche anstellen, so musste vor allem die Röntgen-Röhre während der Expositionen auf dem gleichen Härtegrad erhalten werden. Dies wurde durch eine zur Röhre parallele Funkenstrecke (5—15 cm), Härter- und Weichermachen der Röhre[1]), und durch stetes Kontrollieren der Strahlung mit dem Fluoreszenzschirm erreicht. Der Mittelwert des Härtegrades der Strahlung konnte, da die Expositionen recht lange (12 Min. bis $1^1/_2$ Stunden) dauerten, ziemlich gut eingehalten werden. Wollte man nun die Wirkung der Röntgenstrahlen bei verschiedenen Einfallswinkeln vergleichen, so war es infolge der gewählten Anordnung (Spiegel und Blendenstellung) notwendig, eine einfache Umrechnung hinsichtlich der zu vergleichenden Expositionszeiten durchzuführen. Ferner ist aus der Fig. 1 ersichtlich, dass bei der Variation des Einfallswinkels sich auch die Richtung des von den Blenden begrenzten Kathodenstrahlenbündels zur Spiegelebene ändert. Kontrollversuche bei beliebigem Einfallswinkel ergaben, dass eine Vorzugsrichtung der

1) Später gelangten auch Müller-Röhren mit automatischer Regulierung des Vakuums zur Verwendung.

Kathodenstrahlen senkrecht zur Spiegelebene existiert. Die stärkere Schwärzung, die die Kathodenstrahlen in dieser Vorzugsrichtung hervorbringen, vermögen aber keinesfalls die so grossen Schwärzungsunterschiede, die bei der Variation des Einfallswinkels auftreten, zu erklären. Die unter gleichen Versuchsbedingungen und vergleichbaren Expositionszeiten erhaltenen Schwärzungen (in Bezug auf Sekundär- und Kathodenstrahlung) sind für drei Einfallswinkel in der folgenden Tabelle I zusammengestellt. Die Tabelle enthält auch die für jeden Einfallswinkel gefundene Maximalgeschwindigkeit der Kathodenstrahlung, die aus der Grösse der Ablenkung der schnellsten Strahlen von der Mitte des Sekundärstrahlenbildes gemessen wurde.

Wie aus der Tabelle ersichtlich, nimmt, so wie es beim Lichte der Fall ist, mit wachsendem Einfallswinkel die elektrische Wirkung zu. Und zwar sieht man, wie mit dem Wachsen der zum Metall senkrechten Komponente der Schwingung die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen und darum auch ihre photographische Wirksamkeit zunimmt.

2. Polarisationsebene.

Blondlot entdeckte die Polarisation der Röntgenstrahlung durch Versuche, die er mit einer kleinen Funkenstrecke als Analysator anstellte. Befand sich die Achse der Funkenstrecke in der von ihm sogenannten Aktionsebene des Röntgenstrahles, die durch den Strahl selbst und den ihn erzeugenden Kathodenstrahl definiert ist, so sprach sie durch helleren Glanz der Fünkchen an. Durch Herausdrehen aus dieser Ebene verschwand die Einwirkung. Dasselbe gelang Blondlot auch für ultraviolettes polarisiertes Licht [1]) mittels seiner Funkenstrecke nachzuweisen. Und zwar entspricht, wie man aus der Analogie bei dem polarisierten Lichte ersehen kann, die oben schon erwähnte Aktionsebene des Röntgenstrahles auch der wahren Schwingungsebene desselben. Wie nun bei dem polarisierten Lichte die Drehung der Schwingungsebene um den Strahl als Achse Maxima und Minima des lichtelektrischen Effektes an einem Metallspiegel hervorruft, so durfte man das gleiche auch bei der Röntgenstrahlung erwarten. Anfänglich trat dieser Effekt aber nicht auf, und die Schwärzungen, die den Kathodenstrahlen entsprachen, waren ganz dieselben, ob man die Aufnahmen mit der in der Fig. 1 gezeichneten Stellung der Röhre oder mit der um 70° um ax aus der Bildebene herausgedrehten machte. Nur die Schwärzungen, die den

1) Compt. rend. **136**.

Tabelle I.

Einfallswinkel	20°	45°	70°
Schwärzung durch die Kathodenstr.	sehr schwach	stark	sehr stark
Schwärzung durch die Sekundärstr.	kaum bemerkbar	sehr schwach	schwach
Maximale Geschw. der Kathodenstr.	0.4 v	0.5 v	v*
Minimale Geschw. der Kathodenstr.	ca. 0.3 v	ca. 0.3 v	ca. 0.3 v

*) v ca. 10^{10} cm.
Das bei den Versuchen beobachtete Vakuum betrug ca. 0.0005 mm *Hg*.

Tabelle II.

Einfallswinkel	20°		45°		70°	
α*)	90°	0°	90°	0°	90°	0°
Schwärzung durch die Kathodenstr.	kaum bemerkbar	sehr schwach	schwach	stark	stark	sehr stark
Schwärzung durch die Sekundärstr.	kaum bemerkbar	sehr schwach	sehr schwach	schwach	schwach	stark
Maximale Geschw. der Kathodenstr.	0.4 v'	0.5 v'	0.5 v'	0.7 v	0.6 v'	v'**)
Minimale Geschw. der Kathodenstr.	ca. 0.3 v'	ca. 0.3 v'	ca. 0.3 v'	ca. 0.3 v'	ca. 0.3 v'	ca 0.3 v'

*) α ist der von der Einfallsebene und Schwingungsebene eingeschlossene Winkel.
**) v' ca. $6 \cdot 10^9$ cm.
Das bei den Versuchen beobachtete Vakuum betrug ca. 0.0005 mm *Hg*.

Tabelle III.

Einfallswinkel	20°		45°		70°	
Härtegrad d. Röhre	sehr weich	hart	sehr weich	hart	sehr weich	hart
Schwärzung durch die Kathodenstr.	kaum bemerkbar	sehr schwach	schwach	stark	stark	sehr stark
Schwärzung durch die Sekundärstr.	kaum bemerkbar	kaumbemerkb.	schwach	sehr schwach	stark	schwach
Maximale Geschw. der Kathodenstr.	0.4 v'*)	0.4 v*)	0.5 v	0.5 v	0.9 v'	v
Minimale Geschw. der Kathodenstr.	ca. 0.3 v'	ca. 0.3 v	ca. 0.3 v'	ca. 0.3 v	ca. 0.3 v'	ca. 0.3 v

*) Bedeutung von v und v', siehe Tab. I und II.
Das bei den Versuchen beobachtete Vakuum betrug ca. 0.0005 mm *Hg*.

Sekundärstrahlen entsprachen, waren in der ersteren Stellung der Röhre (in der folgenden Tabelle II mit $\alpha = 0$ bezeichnet) stets etwas stärker als in der letzteren ($\alpha = 70^0$). Dies konnte zu der Vermutung führen, dass wohl ein Teil der Röntgenstrahlung als polarisiert zu betrachten sei, nicht aber der Teil, dem vor allem der intensive Kathodenstrahleneffekt zu verdanken war. Bei den bisherigen Versuchen war stets mit sehr harten Röhren gearbeitet worden, da diese, wie schon Dorn fand, den elektrischen Effekt weit stärker hervorrufen (worauf in 3. näher eingegangen werden soll). Wollte man nun bloss die weiche Röntgenstrahlung auf ihre Polarisation hin untersuchen, so musste man mit sehr weicher Röhre arbeiten und bedeutend länger als bei harter Strahlung exponieren. Die Untersuchung zeigte nun für die weiche Strahlung in der That auch in Bezug auf den Kathodenstrahleneffekt den beträchtlichen Unterschied, den die Richtung der Schwingungsebene zum Spiegel hervorbringt. Und zwar lag der Effekt im erwarteten Sinne, d. h. es trat die maximale Wirkung dann ein, wenn die Schwingungsebene senkrecht zum Spiegel lag (also $\alpha = 0^0$). In der folgenden Tabelle II sind die relativen Schwärzungen (für Kathoden- und Sekundärstrahlung) bei sehr weicher Röhre, unter drei verschiedenen Einfallswinkeln, jedesmal für um 70^0 geänderte Azimute angegeben. Die Expositionszeiten waren für je zwei Parallelversuche völlig gleich und es wurde besondere Sorgfalt auf die Konstanterhaltung der weichen Strahlung gelegt. Letzteres wurde durch Verwendung einer sich automatisch regulierenden Müller-Röhre hinlänglich erreicht.

3. Härtegrad der Röntgenstrahlen.

Schon Dorn hatte gefunden, dass der Kathodenstrahleneffekt mit härterer Röhre weit stärker zu bekommen ist. Die folgenden Versuche bestätigen dieses Resultat und ergänzen es dahin, dass mit dem Härtegrad der Röntgenstrahlen auch die Geschwindigkeit der erzeugten Kathodenstrahlen (und somit auch ihre photographische Wirksamkeit) wächst (siehe Tabelle III). Die absolute Geschwindigkeit der durch Röntgenstrahlen erzeugten Kathodenstrahlen wurde von Dorn als zwischen $0 \cdot 2$ und $0 \cdot 9 \cdot 10^{10}$ cm gefunden. Sie scheint bei den vorliegenden Versuchen, wie eine Überschlagsrechnung ergab, für die härteste erhaltene Röntgenstrahlung selbst noch grössere Werte annehmen zu können. Stellt man sich nun auf den Boden der Ätherimpulstheorie[1]) der Röntgenstrahlen und betrachtet die härtere Strahlung als von schnelleren Impulsen, die weichere als von langsameren herrührend, so drängt sich einem abermals die Analogie des Röntgen-elektrischen Effektes mit dem lichtelektrischen auf. Die Geschwindigkeit der von ultraviolettem Licht erzeugten Kathodenstrahlen beträgt nach Lenard etwa 10^8 cm (also etwa 50—100 mal weniger als bei den durch Röntgenstrahlen erzeugten). Dementsprechend erfolgen die Schwingungen bei dem ultravioletten Lichte auch bedeutend langsamer, als die für die Röntgenstrahlen geschätzten Impulse.[2]) Zweifellos wird man also die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen als Funktion der Geschwindigkeit der den Metallspiegel treffenden Ätherstörung auffassen können. In der obenstehenden Tabelle III sind die Unterschiede in den, durch sehr weiche und harte Röhren hervorgebrachten Schwärzungen (in Bezug auf Sekundär- und Kathodenstrahlung) für gleiche Expositionszeiten und annähernd gleiche elektrische Primär-Energie verzeichnet. Auffallend ist es, dass die Schwärzung für die Sekundärstrahlung bei harter Röhre schwächer als bei weicher ausfällt. Dies dürfte wohl ihrer geringeren Absorbierbarkeit zuzuschreiben sein.[3])

1) Vergl. Sommerfeld, diese Zeitschr. **2**, 55, 1900.

2) Die Wellenlänge der Röntgenstrahlen wird neuestens von Holtsmark etwa zwischen $0 \cdot 65$ und $6 \cdot 9\ \mu\mu$ angegeben. Vergl. Ann. d. Phys. **10**, 540, 1903.

3) Erst nach Abschluss der vorliegenden Arbeit erhalte ich Kenntnis von der letzten so interessanten Publikation Blondlots (C. R. **136**, 735), die deshalb hier noch nicht berücksichtigt erscheint.

Wien, den 19. April 1903.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der wissenschaftliche Hilfsarbeiter beim Meteorologischen Institut in Berlin, Dr. Hermann Stade, ist zum ständigen Mitarbeiter daselbst ernannt worden.

In Wien habilitierte sich Dr. Joseph Grünwald als Privatdozent für Mathematik, an der Technischen Hochschule in Darmstadt Dr. Wilhelm Schlink für Mechanik, an der landwirtschaftlichen Versuchsanstalt zu Münster Dr. Aloys Bömer als Privatdozent für angewandte Chemie, in Halle Dr. phil. Felix Bernstein als Privatdozent für Mathematik, in Greifswald Dr. phil. Wilhelm Ebert für Astronomie.

Der Lektor für Astronomie zu Münster, kgl. Oberlehrer am Paulinischen Gymnasium Josef Plassmann, ist zu wissenschaftlichen Zwecken für ein Jahr beurlaubt worden.

Dem o. Professor der technischen Physik an der technischen Hochschule zu Karlsruhe, Vorstand der grossh. Landesgewerbehalle, Hofrat Dr. phil. Heinrich Meidinger, wurde der Titel als Geheimer Hofrat verliehen. Die Akademie der Wissenschaften in Paris wählte den Professor der Mathematik, Nöther-Erlangen, zum korrespondierenden Mitglied.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.